Ein Gesamtmodell für Planetarische Nebel unter besonderer Berücksichtigung der Zentralsternentwicklung und deren Einfluß auf die Haloionisation

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Martin Bässgen
aus Haslach i.K.

1986

Ein Gesamtmodell für Planetarische Nebel unter besonderer Berücksichtigung der Zentralsternentwicklung und deren Einfluß auf die Haloionisation

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Martin Bässgen
aus Haslach i.K.

1986

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dezember 1985

Dekan: Prof. Dr. H. Ruder

1. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Grewing

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Mauder

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	4
2.	Grundlagen	7
2.1.	Entstehung und Entwicklung eines Planetarischen Nebels	7
2.1.1	Sternentwicklung zum Zentralstern und weitere Entwicklung des Zentralsterns	7
2.1.2	Entwicklung des Nebels	9
2.2	Das Zwei-Wind-Modell	11
2.3	Ein Modell mit schnellem Nebelausstoß	13
3.	Physikalische Prozesse in einem PN	16
3.1	a) Ionisation	16
	b) Rekombination	17
3.2	Energiegleichgewicht	17
3.3	Strahlungstransport	20
3.4	Elementhäufigkeiten	21
4.	Modellrechnungen für Planetarische Nebel einschließlich ihrer Halos	22
4.1	Stationäres Schalenmodell eines Planetarischen Nebels	22
4.2	Zeitabhängige Ionisation	23
4.3	Beschreibung des Modells eines expandierenden Nebels mit umgebendem Halo	24
5.	Rechnungen zum Zwei-Wind-Modell	27
5.1	Entwicklung des Nebels Geometrie, Dichte, Linien, Temperatur, Ionisation Absorptionskoeffizient	27
5.2	Entwicklung des Halos	38
5.3	Diskussion des Zwei-Wind-Modells	43

6. Rechnungen zum Ausstoßmodell 46
6.1 Entwicklung des Nebels 46
6.2 Entwicklung des Halos 59
6.3 Diskussion des Ausstoßmodells 64

7. Beobachtungen und Test der Modelle 66

8. Vorschläge für zukünftige Beobachtungen 76

9. Zusammenfassung 77

10. Literatur 79

1. Einleitung

Planetarische Nebel sind Gasnebel mit einer Ausdehnung in der Größenordnung von 10^{17}cm, in deren Mitte sich ein sehr heißer Stern mit einer Oberflächentemperatur von meist mehr als 30000 K befindet, dessen Strahlung das Gas zumindest teilweise ionisiert. Die schweren Elemente wie C, N und O sind oft auch 2 und 3-fach ionisiert. Da die Dichten dieser Nebel relativ klein sind (10^2 - 10^4 Teilchen/cm^3), treten in ihnen oft starke verbotene Emissionslinien auf.

Die Entstehung dieser Nebel ist zwar noch nicht völlig geklärt, sicher ist jedoch, daß das Gas vom Zentralstern ausgestoßen wurde.

Da diese Nebel einer Expansion unterworfen sind, verdünnt sich das Gas immer mehr, sodaß es nach einigen Zehntausend Jahren nicht mehr beobachtet werden kann. Da trotzdem relativ viele dieser Objekte bekannt sind, folgt, daß es sich um ein ganz normales Phänomen handeln muß, ein Stadium, das viele Sterne während ihrer Entwicklung durchlaufen.

Es kann davon ausgegangen werden, daß die Planetarischen Nebel in ihrer Gesamtheit den wichtigsten Beitrag zur Rückführung von Sternmaterie in die interstellare Materie liefern, d.h. sie stellen Bindeglieder zwischen zwei Sterngenerationen dar. Die Untersuchung der gesamten Massenabgabe sowie die Untersuchung der chemischen Zusammensetzung dieser Materie ist deshalb besonders interessant.

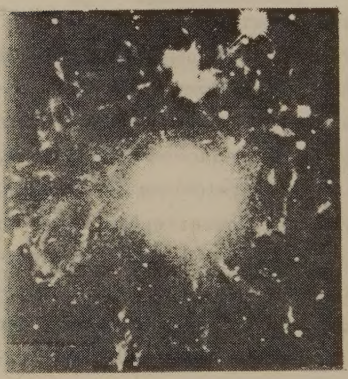
Während man die physikalischen Prozesse in diesen Objekten relativ gut versteht (siehe Maluck 1985), wurden erst in letzter Zeit Versuche unternommen, die Nebelentstehung zu erklären.

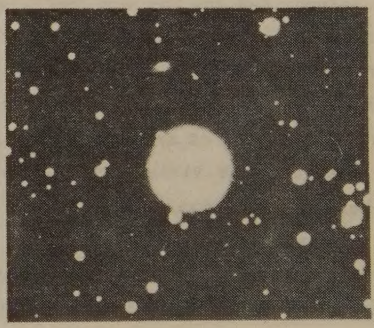
In vorliegender Arbeit soll nun versucht werden, neuere Theorien, die die kinematische Entwicklung von Planetarischen Nebeln beschreiben, mit Ionisationsrechnungen zu verbinden. Durch den Vergleich der erhaltenen Rechenergebnisse mit Beobachtungen soll geprüft werden, ob eine Entscheidung zugunsten des einen oder anderen Entstehungsmodells getroffen werden kann.

Besondere Bedeutung bei diesen Betrachtungen kommt den bei einigen Nebeln sichtbaren, jedoch sehr lichtschwachen Halos zu, die den eigentlichen Nebel umgeben. Diese Strukturen sind zwar schon länger bekannt, wurden jedoch bis jetzt wenig untersucht. Duncan entdeckte 1937 einen solchen Halo um den Ringnebel M 57. Man sieht diese Halos nur auf sehr lang belichteten Aufnahmen, auf denen der eigentliche Nebel

völlig überbelichtet ist. In den letzten Jahren wurden durch gezielte Suchaktionen, z.T. mit neuen Instrumenten, wie z.B. CCD-Kameras, nach ihnen gefahndet, und es wurden einige weitere Halos entdeckt. Es scheint sich abzuzeichnen, daß diese Halos ein relativ normales Phänomen bei Planetarischen Nebeln sind.

Abb. 1.1 und 1.2 zeigen die Photos von 2 Objekten (NGC 6543, NGC 6826).





Die Entstehung solcher Halos und die Ursache ihres Leuchtens sind noch nicht ganz geklärt. Sicher ist jedoch, daß es sich um ein sehr dünnes Gas handelt. Diese Tatsache hat Konsequenzen für den Ionisationszustand, in dem es sich befindet. Während der eigentliche Nebel im Ionisationsgleichgewicht gerechnet werden kann, muß die Ionisation der umgebenden dünnen Hülle zeitabhängig gerechnet werden, wie folgende einfache Abschätzung zeigt :

Die Rekombinationszeit für H beträgt etwa $1.2 \cdot 10^5/n$ (n ist die Dichte in cm^{-3}) Jahre. Bei Dichten zwischen 5 und 100 cm^{-3} sind das also 10^3 - $2 \cdot 10^4$ Jahre. Das liegt in der gleichen Größenordnung wie das Nebelalter. Außerdem verändert der Zentralstern in zum Teil kürzeren Zeiträumen sowohl seine Temperatur als auch seine Leuchtkraft.

Diese Halos sind nicht nur deswegen sehr interessant, weil sich in ihnen vermutlich ein Großteil der ausgestoßenen Sternmaterie befindet, sondern auch deshalb, weil der Zustand des Halogases sowie die kinematischen Größen des Halos Hinweise auf die Entstehung des Nebels geben können. Aus diesen Gründen wurde in der vorliegenden Arbeit den Halos besondere Aufmerksamkeit geschenkt.

In Kapitel 2 wird die Entwicklung des Zentralsterns beschrieben, außerdem werden zwei Nebelentstehungsmodelle vorgestellt.
In Kapitel 3 werden die für die Rechnungen nötigen physikalischen Prozesse beschrieben.
In Kapitel 4 wird erläutert, wie bei den Modellrechnungen vorgegangen wurde.
In Kapitel 5 und 6 werden die beiden beschriebenen Nebelentstehungsmodelle mit verschiedenen Ausgangsparametersätzen durchgerechnet. Die Ergebnisse für die Planetarischen Nebel und ihre Halos werden diskutiert.
In Kapitel 7 werden die Beobachtungen an Halos von drei Planetarischen Nebeln vorgestellt und mit Modellrechnungen verglichen.
In Kapitel 8 werden einige Vorschläge für zukünftige Beobachtungen gemacht.
In Kapitel 9 werden die Ergebnisse kurz zusammengefasst.

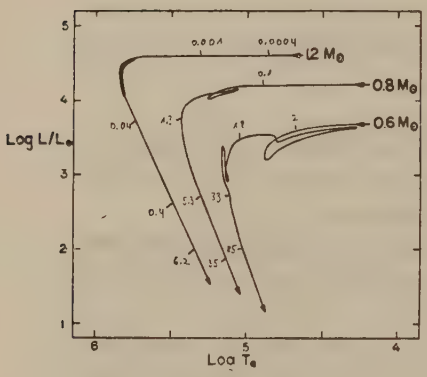
2. Grundlagen

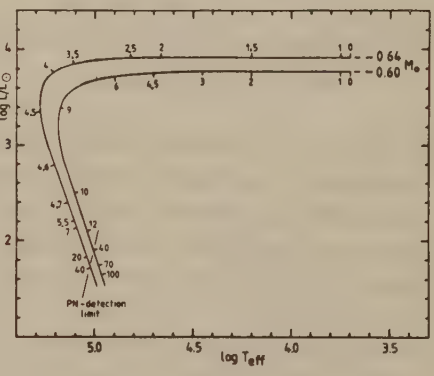
2.1. Entstehung und Entwicklung eines Planetarischen Nebels

2.1.1 Sternentwicklung zum Zentralstern und weitere Entwicklung des Zentralsterns

Es wird heute angenommen, daß bestimmte Rote-Riesensterne (vermutlich Mira-Sterne) Vorgänger Zentralsterne Planetarischer Nebel sind. Die Gründe dafür werden bei Pottasch (1984) dargelegt.
Die Entwicklung eines Sterns mit einer Masse von weniger als etwa 8-10 Sonnenmassen vollzieht sich nach heutiger Vorstellung, grob skizziert, folgendermaßen :
Wenn der Wasserstoff im Kern eines Sterns verbraucht ist, zieht sich der Kern zusammen, und die Schicht, in der Wasserstoff verbrannt wird, wandert nach außen. Der Radius und die Leuchtkraft des Sterns steigen an. Temperatur und Druck im Sterninneren steigen ebenfalls, so daß bei genügend hoher Temperatur das Heliumbrennen einsetzen kann. Der Stern befindet sich jetzt im Roten Riesen-Stadium. Wenn der Heliumvorrat im Kern erschöpft ist, kontrahiert der Kern erneut und eine Helium verbrennende Schale wandert nach außen. Diese Schale ist thermisch instabil. Das könnte erklären, warum die meisten Sterne in dieser Phase Variabilität in ihrer Helligkeit zeigen. Mit diesen Helligkeitsvariationen dürfte ein Massenverlust einhergehen, bei dem vermutlich die äußeren Schichten des Sterns abgestoßen werden. Von diesem Zeitpunkt an kann man den Stern Zentralstern nennen, obgleich die ihn umgebende Hülle in diesen Entwicklungsphasen wegen der noch niedrigen Temperatur praktisch nicht beobachtbar ist.
Zur weiteren Entwicklung der Zentralsterne gibt es sehr wenig Rechnungen. Im wesentlichen handelt es sich um die Arbeiten von Paczynski (1971) und Schönberner (1981). Paczynski berechnete die Entwicklungswege für Sterne der Massen 0.6 $M_\odot$, 0.8 $M_\odot$ und 1.2 $M_\odot$, Schönberner für m=0.6 $M_\odot$ und m=0.64 $M_\odot$. In Abb. 2.1 und 2.2 sind die Entwicklungswege in einem log L / log T - Diagramm (L=Leuchtkraft, T=Oberflächentemperatur) gezeigt.

Abb. 2.1 und 2.2 Entwicklungswege im H-R-Diagramm nach Paczynski (2.1) und Schönberner (2.2)





Tab. 2.1 Sternentwicklung nach Schönberner ($M=0.6\ M_\odot$)

t (y)	log T_{eff}	T_{eff}	log $L/L_\odot$	$L/L_\odot$
1000	3.75	5620	3.78	6030
2000	4.18	15140	3.78	6030
3000	4.46	28840	3.78	6030
4500	4.7	50100	3.75	5620
6000	4.9	79400	3.7	5000
9000	5.18	151000	3.4	2500
10000	5.1	126000	2.5	316
12000	5.0	107000	2.1	126

Tab. 2.2 Sternentwicklung nach Schönberner ($M=0.64\ M_\odot$)

t (y)	log T_{eff}	T_{eff}	log $L/L_\odot$	$L/L_\odot$
1000	3.75	5620	3.92	8360
1400	3.89	7760	3.92	8360
1500	4.20	15850	3.92	8360
1800	4.52	33110	3.92	8360
2000	4.66	45710	3.92	8360
2500	4.82	66070	3.91	8170
3500	5.11	128830	3.85	7120
4000	5.21	162180	3.76	5780
4200	5.26	181970	3.64	4390
4500	5.28	190550	3.36	2300
4600	5.21	162180	2.80	630
4700	5.14	138680	2.40	250
5500	5.11	128830	2.21	160
7000	5.09	124450	2.13	135
20000	5.04	109650	1.83	70

Abgesehen von Schleifen ist diesen Entwicklungswegen gemeinsam, daß alle Sterne zuerst bei gleichbleibender Leuchtkraft ihre Temperatur beträchtlich erhöhen, um dann bei relativ langsam abfallender Temperatur sehr deutlich in ihrer Leuchtkraft abzunehmen. Die Sterne unterschiedlicher Masse unterscheiden sich in der erreichten Maximaltemperatur und Maximalleuchtkraft und vor allem in der Zeit, in der sie ihre Entwicklung durchlaufen. Besonders deutlich sieht man das bei dem Paczynski-1.2 $M_\odot$-Modell, in dem sich die Sternparameter so schnell ändern, daß die Wahrscheinlichkeit, einen Stern in dieser Phase beobachten zu können, äußerst klein ist. Massenärmere Zentralsterne entwickeln sich dagegen vermutlich so langsam, daß der Nebel schon zu dünn ist, bevor die ionisierende Strahlung des Sterns einsetzt. Die meisten der bekannten Zentralsterne haben eine Masse, die nahe bei 0.6 $M_\odot$ liegt (Schönberner 1981).

2.1.2 Entwicklung des Nebels

Das wichtigste Phänomen der Roten-Riesen-Phase ist für uns der dabei auftretende Sternwind, der höchstwahrscheinlich eine Rolle bei der Nebelentstehung spielt. Bei vielen Roten Riesen, nicht nur bei Mira-Sternen, ist ein Sternwind nachgewiesen. Die Massenverlustrate liegt in der Größenordung 10^{-6} $M_\odot$/ yr, die Windgeschwindigkeit liegt bei 10 km/s. Es gibt eine empirische Relation (Reimers-Formel, Reimers 1975), nach der man den Massenverlust abschätzen kann:

$$\dot{M} = n * \frac{4 \cdot 10^{-6} LR}{M}$$, wobei n einen Wert im Bereich 0.5 - 1 hat,

und L,R,M Leuchtkraft,Radius und Masse des Sterns in Einheiten der entsprechenden Größen der Sonne sind.

Bei gleichmäßigem Sternwind baut der Stern um sich eine ausgedehnte dünne Hülle auf, deren Dichte mit $1/r^2$ abnimmt. Diese Hülle muß Arbeit gegenüber der interstellaren Materie (ISM) leisten, sodaß sich im Grenzbereich zwischen Hülle und ISM eine Verdickung bildet, deren Expansionsgeschwindigkeit etwas kleiner ist als die Geschwindigkeit im

Innern dieser Hülle. Allerdings spielt sich das bei sehr kleinen Dichten ab und ist sehr schwer zu beobachten. Es ist jedenfalls anzunehmen, daß diese dünne Hülle außen relativ scharf begrenzt ist, was bei den bekannten Halos von Planetarischen Nebeln tatsächlich beobachtet wird. Diese Halos dürften die alten Sternwinde der Roten Riesen sein. Auch die gegenüber der Nebelexpansion geringeren Haloexpansionsgeschwindigkeiten deuten darauf hin (Hippelein et al. 1985, siehe auch Kap. 7). Es hängt jedoch von Leuchtkraft und Temperatur des Zentralsterns sowie von der Absorption der dazwischenliegenden Materie ab, ob dieser Halo ionisierenden Photonen ausgesetzt ist oder nicht.

Für die Nebelentstehung ist dieser Halo insofern wichtig weil die Nebelschale nicht in das freie ISM hineinläuft, sondern sich (zunächst) gegen das dichtere Halogas ausbreiten muß.

In den folgenden Kapiteln werden zwei verschiedene Modelle, eines mit sehr schneller und eines mit langsamer, kontinuierlicher Nebelentstehung, beschrieben und diskutiert.

2.2. Das Zwei-Wind-Modell

Ein Modell zur Entstehung von Planetarischen Nebeln wurde 1978 von Kwok et. al. vorgeschlagen. Das Modell geht davon aus, daß ein Roter Riese einen über längere Zeit ($\geq 10^5$ Jahre) konstanten Sternwind besitzt und daß der Übergang zum Zentralstern sehr schnell erfolgt. Zuvor baut der Rote Riese wegen seines Windes eine Hülle um sich herum auf, deren Dichte durch

$$n = 5 \cdot 10^{-13} \dot{M} / (VR^2) \quad \text{gegeben ist.}$$

Dabei ist V die Windgeschwindigkeit des Roten Riesen in km/s, R der Abstand vom Zentralstern in 10^{15}cm und $\dot{M}$ der Massenverlust des Roten Riesen.

Nach dem (plötzlichen) Übergang des Sterns in die Zentralsternphase prallt dessen neuer Wind auf diese Hülle. Der genaue Übergangsmechanismus spielt keine Rolle, denn die Zentralsternwindgeschwindigkeit ist um rund zwei Zehnerpotenzen größer als die Windgeschwindigkeit des Roten Riesen. Die Massenverlustrate ist allerdings erheblich geringer. Die freie Weglänge für Stöße zwischen Teilchen des alten und des neuen Windes ist sehr klein. Sie berechnet sich nach Kwok aus $1=(r/5 \cdot 10^{10})^2$. Deshalb entsteht eine Schale, die durch den Zentralsternwind nach außen gedrückt wird. Andererseits wird die Schale durch das Gas des alten Roten-Riesen-Windes gebremst. Es stellt sich deshalb sehr schnell eine konstante Endgeschwindigkeit ein

$$V_s = \frac{(\dot{M}-\dot{m}) + (v-V)\,(\dot{M}\dot{m}/vV)^{1/2}}{((\dot{M}/V) - (\dot{m}/v))}$$

$\dot{M}$ und V sind Massenverlust und Windgeschwindigkeit des Roten Riesen, $\dot{m}$ und v sind die entsprechenden Größen des Zentralsterns.

Die Masse dieser Schale nimmt linear mit der Zeit zu

$$M_s = (\dot{M}(V_s/V-1)+\dot{m}(1-V_s/v))\ t - \dot{M}R/V + \dot{m}r/v$$

Die Dicke der Schale kann man berechnen, indem man den inneren und äußeren Druck gleichsetzt. Beobachtete Sternwindgeschwindigkeiten für Zentralsterne von Planetarischen Nebeln sind in Tab. 2.3 zusammengestellt.

Tab. 2.3 Windgeschwindigkeiten einiger Zentralsterne
Kaler, Mo, Pottasch 1985

Nebel	v (km/s)	Nebel	v (km/s)
NGC 6543	2150	BD +30 3639	2000
NGC 6826	1500	He 2-131	1050
NGC 6572	1800	NGC 3242	2200
NGC 6891	2200	NGC 7009	2800
IC 418	1150	IC 3568	1900
IC 2149	1400	IC 4593	1600

Das Modell beschreibt also ohne zusätzliche Annahmen, wie variable Massenverluste, variable Windgeschwindigkeiten oder eine sich plötzlich ablösende Hülle, wie ein Ringnebel entsteht, der mit der Zeit an Masse zunimmt und mit kontinuierlicher Geschwindigkeit expandiert. Der Ringnebel ist von einem dünnen Gas, dem Halo, umgeben. Die Masse des Nebels ist umso größer, je größer der Massenverlust des Roten Riesen war. Der Impuls des Zentralsternwindes muß groß genug sein, um den Nebel zu einer relativ dünnen Schale zusammendrücken zu können.

Im Abschnitt 2.3 wird ein zu diesem Zwei-Wind-Modell konkurrierendes Modell vorgestellt.

2.3. Ein Modell mit schnellem Nebelausstoß

Im Gegensatz zum Modell von Kwok et. al., in dem die Nebelentstehung ein lang andauernder, kontinuierlicher Prozeß ist, schlugen Sabbadin et al.(1984) ein Modell vor, in dem der Nebel in sehr kurzer Zeit ausgestoßen wird.
Ausgangspunkt ist ebenfalls ein Roter Riese mit Massenverlust, der um sich herum eine Hülle mit einer Dichteverteilung $1/r^2$ aufbaut. Das heißt, die Dichteverteilung und Ausdehnung des Halos sind dieselben wie im Zwei-Wind-Modell, nicht jedoch Ionisation und Temperatur, da der dazwischenliegende Nebel andere Eigenschaften besitzt.
Zu einem späteren Zeitpunkt, wenn der Stern seine schnelle Entwicklung beginnt (bei t=0 in der Schönberner-Skala(1981)), wird der Nebel innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne ausgestoßen, wobei der genaue Mechanismus unbekannt ist. Das Gas hat in diesem Modell eine Geschwindigkeit zwischen v=0 und $v=v_{max}$, das heißt, daß die Nebelmaterie bis an den Stern reicht und daß die Nebelinnenkante nicht wie im Zwei-Wind-Modell nach außen gedrückt wird. Das expandierende Gas muß Arbeit gegenüber der Umgebung, dem Roten Riesen-Wind, leisten, sodaß sich eine Verdickung bildet, die sich nach außen bewegt. Diese Bewegung verlangsamt sich mit der Zeit, weil der Zentralstern in diesem Modell keine mechanische Energie in Form eines schnellen Windes nachliefert.

Die Dichte im inneren Teil des Nebels beträgt nach Sabbadin :

$$\varrho_1 = 1.07^{-11} M_{tot} / ((t\, v_{max})^2 r) \quad (gcm^{-3})$$

M_{tot} ist die Gesamtmasse des ausgestoßenen Nebels in Sonnenmassen, v_{max} die maximale Ausstoßgeschwindigkeit in km/s und t die Zeit seit dem Nebelausstoß in Jahren.

Die Dichte der Schale (Ringnebel), auch Wechselwirkungsgebiet genannt, läßt sich nach Sabbadin wie folgt berechnen:

$$\rho_i = \frac{1}{4\,\pi\,r_i} \left\{ \frac{1.07\ 10^{-11} M_{tot}}{(t\ v_{max})^2} \left[\frac{(t\ v_{max})^2}{10^6} - (r_i - \frac{\delta r_i}{2})^2 \right] + \right.$$

$$\left. 5.26 \cdot 10^{-18} \frac{\dot{M}}{V} (r_i + \frac{r_i}{2} - \frac{t\ V}{10^6}) \right\} \ g\ cm^{-3}$$

wobei $\dot{M}$ und V Massenverlust und Windgeschwindigkeit des Roten Riesen sind.

Außerhalb dieses Wechselwirkungsgebietes ist der Dichteverlauf wie im Zwei-Wind-Modell, da die Dichte hier nur von den Parametern des früheren Roten Riesen-Windes abhängt.

$$\rho_3 = 5.26\ 10^{-18}\ \dot{M} / V\ r^2$$

Die relative Dicke der Schale $\delta = dR/R$ wurde zu 0.2 angenommen.

Der erhaltene Dichteverlauf im Hauptnebel ist eine Näherung und nicht das Ergebnis einer exakten hydrodynamischen Rechnung, was jedoch, wenn man sich in erster Linie für die Haloionisation interessiert, ausreichend ist.

Um den Abstand der Schale vom Zentralstern in Abhängigkeit der seit dem Ausstoß verstrichenen Zeit zu ermitteln, ist es nötig, ihre Bewegungsgleichung zu lösen.

Diese lautet :

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{5.35\ 10^{24}}{\delta r^3 \rho_i} \left\{ -\frac{\dot{M}}{V} (V - v_i)^2 \right\} \ kms^{-1}yr^{-1}$$

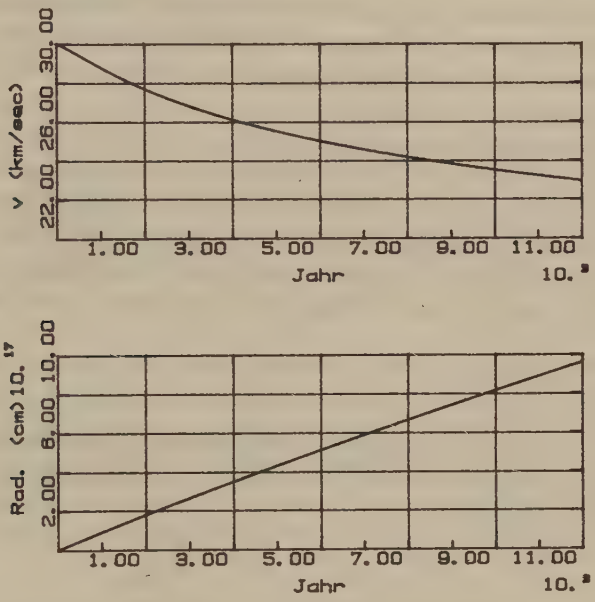
wobei $v_i = dr_i/dt$

Es wurde ein Runge-Kutta-Verfahren 4.Ordnung benutzt, um diese Gleichung für verschiedene Anfangswerte zu lösen.

In Abb. 2.3 a,b ist die Entwicklung von r_i und v_i für folgenden Parametersatz gezeigt :

$V = 10$ km/s $M = 5\ 10^{-6} M_\odot/y$ $v_{max} = 30$ km/s $\delta = 0.2$
$M_{tot} = 0.5\ M_\odot$

Abb. 2.3 Radius und Geschwindigkeit der Nebelschale



Ein Zentralsternwind ist bei diesem Modell denkbar, er könnte die inneren Partien des Nebels etwas 'zusammendrücken', eine entscheidende Rolle spielt er bei diesem Modell jedoch nicht.

In den Abschnitten 2.2 und 2.3 wurden zwei verschiedene Nebelentstehungsmodelle vorgestellt. Mit welchem Modell lassen sich beobachtete Größen sowohl des Nebels als auch des Halos besser erklären ?

Bevor diese Fragen beantwortet werden können, d.h. bevor entsprechende Modellrechnungen ausgeführt werden können, sollen kurz die in Planetarischen Nebeln und deren Halos wichtigen physikalischen Prozesse erklärt werden.

3. Physikalische Prozesse in einem PN

Der Planetarische Nebel ist wegen der hohen Temperatur des Zentralobjektes ionisierenden Photonen ausgesetzt. Die entstehenden Ionen rekombinieren nach einer gewissen Zeit wieder, so daß sich ein Gleichgewicht einstellt, das sogenannte Ionisationsgleichgewicht. Dies ist prinzipiell bei jeder Elektronentemperatur möglich, jedoch ist dann im allgemeinen das Energiegleichgewicht nicht gegeben. Es wird sich deshalb diejenige Elektronentemperatur einstellen, bei der sich sowohl das thermische als auch das Ionisationsgleichgewicht eingestellt haben. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Prozesse, die für Ionisation, Rekombination , Energiegewinn und -verlust sowie für den Strahlungstransport wichtig sind, kurz beschrieben. Ausführlicher behandelt werden diese Prozesse bei Maluck (1985).

3.1 a) Ionisation

Der mit Abstand wichtigste Ionisationsprozeß in Planetarischen Nebeln ist die Photoionisation. Die Photoionisationsrate des Ions Z,I berechnet sich zu :

$$PI = N_{Z,I} \int F(h\nu)/h\nu \, \delta_{Z,I}(\nu) \, d(h\nu)$$

Dabei bedeuten F das wirkende Spektrum, $\delta_{Z,I}$ den Photoionisationsquerschnitt des Ions Z,I. Die dazu benötigten Photoquerschnitte aller berücksichtigten Atome und Ionen stammen von Reilman und Manson (1979).
Die Stoßionisation, die allerdings bei den in Planetarischen Nebeln vorkommmenden Temperaturen eine sehr untergeordnete Rolle spielt, wurde ebenfalls berücksichtigt. Die Daten hierfür stammen von Shull und Steenberg (1982).

3.1 b) Rekombination

Zur Rekombination tragen im wesentlichen 3 Prozesse bei :

1) Strahlungsrekombination
2) dielektronische Rekombination
3) Ladungsaustausch

Die atomaren Daten für den im allgemeinen wichtigsten Rekombinationsprozeß, die Strahlungsrekombination, stammen ebenfalls von Shull und Steenberg (1982). Das gleiche gilt für die dielektronische Rekombination, den Umkehrprozeß der Autoionisation.Für die Elemente C, N und O wurden die neueren Werte von Nussbaumer und Storey benutzt (1983).

Der Ladungsaustausch mit H und He spielt bei den vorkommenden Elektronentemperaturen (< 20000 K) nur als Rekombinationsprozeß der schweren Elemente eine Rolle, die Zunahme der H- und He-Ionisation kann wegen der mehrere Größenordnungen kleineren Häufigkeiten der schweren Elemente vernachlässigt werden. Die atomaren Daten sind von Butler, Dalgarno (1980) sowie von Butler, Heil, Dalgarno (1980) übernommen worden.

3.2 Energiegleichgewicht

Die meisten der oben genannten Prozesse ändern nicht nur die Ionisation, sondern auch die thermische Energie des Elektronengases. Der einzige Energiegewinnprozeß,der hier Bedeutung besitzt, ist die Photoionisation. Hat ein Photon die Energie $h\nu$ und ionisiert ein Atom mit der Ionisationsenergie $h\nu_{grenz}$, wird die überschüssige Energie $h(\nu - \nu_{grenz})$ dem Elektronengas zugeführt.
Es gibt anzahlmäßig sehr viel mehr bedeutsame Energieverlustprozesse :

Energieverlust durch 1) Rekombination
2) Stoßionisation
3) Bremsstrahlung
4) stoßangeregte Linien

Bei den Rekombinationsenergieverlusten wurde nur der Verlust durch Strahlungsrekombination von H und He berücksichtigt, da die anderen Energieverluste wegen der geringen Häufigkeiten der schwereren Ionen viel kleiner sind.
Der Energieverlust durch Stoßionisation beträgt für das Ion $N_{Z,I}$:

$$E\ (\text{Stoßion.}) = SI\ (Z,I)\ h\nu_{Z,I}\ N_{z,i},$$

wobei SI die Stoßionisationsrate ist. Dieser Verlustprozeß ist jedoch bei den vorkommenden Temperaturen wegen der kleinen Raten ebenfalls sehr klein.

Der Verlust durch Bremsstrahlung berechnet sich nach Karzas und Latter (1961) zu

$$E_{BS} = 1.42 \cdot 10^{-27}\ Z^2\ T^{1/2}\ N_e\ N_+\ (I-1)^2\ g \quad (ergcm^3sec^{-1})$$

wobei g der Gaunt-Faktor ist, der von Karzas und Latter angegeben wird.

Der mit Abstand wichtigste Verlustprozeß ist die Stoßanregung von verbotenen und zum Teil auch erlaubten Linien. Die Wichtigkeit dieses Prozesses liegt an der Tatsache, daß die thermische Energie der Elektronen in der gleichen Größenordnung liegt wie viele untere Energieniveaus der vorkommenden Atome und Ionen.
Ein Beispiel soll die Wichtigkeit dieser Prozesse zeigen : Ein reiner Wasserstoffnebel in der Nähe eines heißen Sternes habe eine Elektronentemperatur von 50000 K. Eine Beimengung von 0.01% O++ kühlt diesen Nebel auf 8000 K ab. Das liegt zum größten Teil an der bekannten [O III] 5007 Å - Linie.

Um die Stärken dieser Linien zu bestimmen, müssen die Besetzungszahlen einiger Energieniveaus der einzelnen Atom- und Ionenarten berechnet werden. Um diese Besetzungszahlen zu errechnen, ist es notwendig, die drei folgenden Prozesse zu betrachten :

1) Stoßanregung
2) Stoßabregung
3) spontane Emission

Es gilt $n_i/n_1 = \left\{ \sum_{i>j} C_{ij} \; n_e + \sum_{i<j} C_{ji} n_e + A_{ji} \right\} =$

$$\sum_{i<j} (n_e n_i/n_1) \; C_{ij} + \sum_{i>j} (n_e n_i/n_1 \; C_{ij}) + n_i/n_1 \; A_{ij}$$

wobei n_i die Besetzung des i-ten Niveaus ist, A_{ij} die Einsteinkoeffizienten und C_{ij} die Stoßkoeffizienten bezeichnen.
Je stärker diese Linien sind, desto wichtiger wird ihre Funktion zur Kühlung des Nebels.
Da die Stoßkoeffizienten temperaturabhängig sind, ergeben sich für verschiedene Temperaturen auch unterschiedliche Besetzungszahlen der Energieniveaus und daraus folgend verschieden starke Linienemissionen. Der Energieverlust aus der Stoßanregung von Linien ist demnach temperaturabhängig.
Für jedes betrachtete Ion muß ein lineares Gleichungssystem gelöst werden. Im allgemeinen wurden jeweils fünf Niveaus berücksichtigt. Die Zitate der zur Berechnung der $C_{i,j}$ verwendeteten Stoßstärken Ω und A - Koeffizienten sind in Tabelle 3.1 zu finden.

	C	N	O	Ne	Tab. 3.1 Literaturnachweise Atom. Daten
I	5:1:1	5:7:8	5:1:1		
II	5:2,3:4,5	5:1:1	5:7:7	3:7:5	
III	5:1:1	5:10:10	5:12:12	5:7:7	
IV	3:6:5	5:10:5,1	5:13:13	5:7:7	
V		3:6:11	5:10:14	5:7:7, 9	
VI			3:6:5	2:2:5	
VII				5:1:1	

dabei bedeuten z.B. 5:1:2 →
Anzahl der betrachteten Niveaus : Zitat A-Koeff. : Zitat Ω

1) Mendoza 1983
2) Dankwort, Trefftz 1978
3) Nussbaumer, Storey 1981
4) Jackson 1973
5) Osterbrock 1974
6) Wiese 1966
7) Kafatos, Lynch 1980
8) Dopita et al. 1976
9) Blaha 1969
10) Nussbaumer,Storey 1979
11) Osterbrock 1977
12) Bhatia et al 1979
13) Flower, Nussbaumer 1975
14) Malinovsky 1975

3.3 Strahlungstransport

Es genügt unter Umständen nicht, zur Berechnung der Ionisation lediglich das verdünnte Sternspektrum zu berücksichtigen. Diese Näherung ist nur in optisch dünnen Gebieten gerechtfertigt. Wird das Gas optisch dicker, wird zunehmend mehr Strahlung absorbiert und auch wieder reemittiert.

Die Absorption berechnet sich zu $\mathrm{Abs}(\nu) = \sum_{z,i} \sigma_\nu \, N_{z,i}$

Zur Reemission tragen alle bei Rekombinationsvorgängen entstehenden Photonen bei, die ihrerseits neutrale oder schon ionisierte Atome weiter ionisieren können. Es handelt sich hauptsächlich um Rekombinationsvorgänge in den Grundzustand von Wasserstoff, Helium I und Helium II. Außerdem spielen Rekombinationen in das Balmer-Niveau von He II sowie die Lyα - Linie von He II eine Rolle. Genauer sind diese Prozesse bei Maluck (1985) beschrieben. In vorliegender Arbeit wurde die sogenannte On-the-Spot Näherung benutzt, die ebenfalls bei Maluck (1985) beschrieben ist.

3.4. Elementhäufigkeiten

Um die Modelle untereinander vergleichen zu können, wurde bei allen Rechnungen der gleiche Satz chemischer Elementhäufigkeiten verwendet.

Tab. 3.2 chem. Elementhäufigkeiten

H	= 1
He	= $1.05 \cdot 10^{-2}$
C	= $5.2 \cdot 10^{-4}$
N	= $1.2 \cdot 10^{-4}$
O	= $4.2 \cdot 10^{-4}$
Ne	= $8.2 \cdot 10^{-5}$

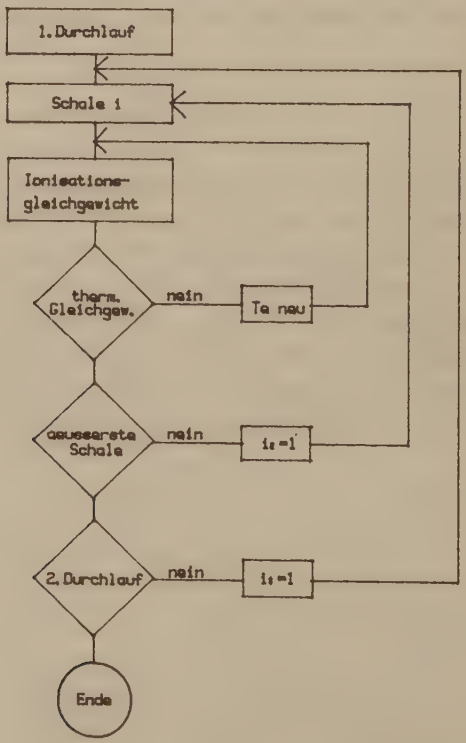
Das entspricht den Durchschnittswerten eines Planetarischen Nebels, der in der galaktischen Breite $15 < b < 30$ liegt (Pottasch 1984).

4. Modellrechnungen für Planetarische Nebel einschließlich ihrer Halos

4.1 Stationäres Schalenmodell eines Planetarischen Nebels

Um die Ionisation eines Planetarischen Nebels zu berechnen, wird der Nebel in mehrere Schalen eingeteilt und jeder Schale eine Dichte zugeordnet. Dann wird die Ionisation der innersten Schale berechnet. Dabei wird die Schale durch einen Punkt in Schalenmitte repräsentiert. Es werden alle Ionisations-, Rekombinations-, Energiegewinn- und Energieverlustraten berechnet. Die Elektronentemperatur wird solange variiert, bis sowohl Ionisations- als auch thermisches Gleichgewicht erreicht ist. Dann wird dieselbe Schale noch einmal gerechnet, jetzt mit Berücksichtigung der im ersten Durchlauf erhaltenen Ionisation, die ja zur Berechnung der diffusen Strahlung sowie zur Bestimmung der Absorption benötigt wird. Die gleiche Prozedur wird auf die nächste Schale angewandt usw., bis der Nebelrand erreicht ist. Der ganze Nebel wird noch einmal gerechnet, um (zumindest näherungsweise) Selbstkonsistenz zu erreichen.

Abb. 4.1 Flußdiagramm



4.2. Zeitabhängige Ionisation

Die zeitliche Änderung der Dichte $D_{z,i}$ des Ions z,i berechnet sich zu

$$\dot{D}_{z,i}(t) = I_{z,i-1}\, D_{z,i-1} + R_{z,i+1}\, D_{z,i+1} - (I_{z,i} + R_{z,i})\, D_{z,i}$$

wobei $I_{z,i}$ die Ionisation des Ions z,i nach z,i+1 und $R_{z,i}$ die entsprechende Rekombinationsrate ist. I und R hängen von Elektronentemperatur und Elektronendichte ab.

Als zusätzliche Gleichungen gelten :

$$\sum_{i=1}^{z+1} D_{z,i} = N\, H_z$$

H_z ist die relative Häufigkeit des Elementes z.

$$N_e(t) = \sum_{z} \sum_{i=1}^{z+1} (i-1)\, D_{z,i}$$

Es treten folgende Probleme auf :

Die $D_{z,i}$ können um sehr viele Größenordnungen verschieden sein, und auch die Koeffizienten I und R können um mehrere Größenordnungen schwanken. Es wurde die Lösungsprozedur von Preussner (1978) verwendet. Der absolute Fehler hängt in diesem Verfahren nur vom Rundungsfehler des Rechners ab. Das heißt, der relative Fehler wird nur in denjenigen Ionen groß, die physikalisch keine Bedeutung haben.

4.3. Beschreibung des Modells eines expandierenden Nebels mit umgebendem Halo

Die 'vollständige' Beschreibung eines Nebels zur Zeit t wurde wie folgt durchgeführt: Die Berechnung der Ionisation des Hauptnebels wurde von der Ionisationsberechnung des Halos entkoppelt. Der Grund dafür ist der, daß sich im Hauptnebel wegen der relativ hohen Elektronendichte ein Gleichgewicht auch dann einstellt, wenn sich der Zentralstern sehr schnell entwickelt, d.h. t-rec. $\ll$ t.-evol(c.s.). t-rec. beträgt bei einer Dichte von 10^4 etwa 10 Jahre. Das ist (abgesehen von eventuell extrem schweren Zentralsternen) kleiner als die Zeit, in der sich Leuchtkraft und Temperatur der Zentralsterne signifikant ändern. Das bedeutet, daß der Ionisationszustand des Nebels sich zwar ändert, sich jedoch immer sofort dem Zentralstern anpaßt.
Anders verhält es sich mit dem Halo, der ,wie oben gezeigt, eine sehr große Rekombinationszeit hat ($> 10^3$ Jahre). Die Haloionisation muß also zeitabhängig gerechnet werden. Andererseits ist das Halogas sehr dünn, sodaß er als optisch dünnes Medium betrachtet werden kann.

Die Berechnung des Nebels gliedert sich in zwei Teile :

1) Berechnung der Geometrie des Nebels, d.h. des innereren und äußeren Randes und der Dichteverteilung zu bestimmten Zeiten. Diese Größen hängen davon ab, welchen Entstehungsmechanismus des Nebels man annimmt.

2) Berechnung der Ionisation. Dazu benötigt man den jeweiligen Zustand des Zentralsterns.

Angenommen, man will den Zustand des Nebels während seiner Entwicklung zu den Zeiten $t_1 - t_{10}$ berechnen, dann werden 10 stationäre Nebelmodelle wie in Kap 4.1 beschrieben gerechnet.
Für die Berechnung der Haloionisation ist außer dem Zustand des Zentralsterns, also L(t) und T(t), lediglich wichtig, wieviel Strahlung der dazwischenliegende Hauptnebel absorbiert und reemittiert. Die optische Dicke des Nebels läßt sich berechnen, da man die Ionisationsverhältnisse in ihm kennt. Die optische Dicke (t,ν) ist die einzige

Größe des Nebels, die zur Berechnung der Haloionisation nötig ist. Die Rechnung selbst wird dann folgendermaßen durchgeführt: Der Halo wird in mehrere Schalen eingeteilt. Wir benutzen wegen seiner manchmal großen räumlichen Ausdehnung 10 Schalen. Es wird ebenfalls wieder die Geometrie, also innerer Rand, äußerer Rand und Dichteverlauf zu verschiedenen Zeiten bestimmt. Diese Größen hängen von einigen Parametern, die die Haloentstehung beschreiben (Kap. 2), ab. Bei der Berechnung der zeitabhängigen Ionisation für verschiedene radial auseinander liegende Punkte (Schalen) im Halo sind mehrere wichtige Punkte zu beachten.

1) Der Stern verändert mit der Zeit Leuchtkraft und Temperatur
2) Der zwischen Halo und Zentralstern liegende Hauptnebel hat zu verschiedenen Zeiten eine verschiedene optische Dicke.
3) Das betrachtete Volumenelement im Halo bewegt sich wegen der Expansion des Halos nach außen, der Abstand zum Zentralstern verändert sich also, d.h. das Strahlungsfeld, das auf das betrachtete Volumenelement im Halo wirkt, verändert sich (abgesehen von der Zentralsternänderung !).
4) Die Dichte des betreffenden Volumenelementes verändert sich, wenn es sich nach außen bewegt.

In dem Programm, in dem die zeitabhängige Ionisation gerechnet wird, findet eine automatische Schrittweitensteuerung statt, die im wesentlichen von der Dichte abhängt. Es müßten jetzt prinzipiell zu jedem Zeitschritt folgende Parameter neu berechnet werden :

a) Leuchtkraft des Zentralsterns L(t)
b) Temperatur des Zentralsterns T(t)
c) Abstand zum Zentralstern d(t)
d) optische Dicke des dazwischenliegenden Nebels $\tau(\nu,t)$
e) Dichte des Volumenelementes n(t)

Punkte a) - d) beschreiben insgesamt die Änderung des Strahlungsfeldes, das auf das Volumenelement wirkt. Da die Integrationsschrittweite i.a. sehr viel kleiner ist als die Zeit, in der sich einer der Parameter a)-e) nennenswert ändert, schien es ratsam, a)-e) nicht bei jedem

Schritt neu zu bestimmen, statt dessen wurde folgende Näherung durchgeführt : Die Funktionen a)-e) wurden nicht als quasikontinuierliche, sondern als Treppenfunktionen angenommen. Zum Zeitpunkt t_1 haben alle Funktionen a)-e) bestimmte Werte. Bei t_i werden alle diese Größen neu bestimmt. $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ wird folgendermaßen errechnet.

$$\Delta t = \text{Min} \left(\Delta t_L(10\%), \Delta t_T(10\%), \Delta t_d(10\%), \Delta t_\tau(10\%), \Delta t_n(10\%) \right)$$

wobei $\Delta t_x(10\%)$ diejenige Zeit ist, in der sich die Größe x um 10% ändert.

Mit den in diesem Kapitel vorgestellten Methoden sollen in den nächsten beiden Kapiteln die beiden verschiedenen Modelle mit verschiedenen Ausgangsparametersätzen durchgerechnet werden.

5. Rechnungen zum Zwei-Wind-Modell

5.1. Entwicklung des Nebels
Geometrie, Dichte, Linien, Temperatur, Ionisation, Absorptionskoeffizient

Ausgehend von gemessenen Massenverlustraten und Geschwindigkeiten von Sternwinden wurden verschiedene Sternwindparametersätze zusammengestellt. Da viele gemessene Zentralsternwindgeschwindigkeiten bei 2000 km/s liegen, wurde diese Größe konstant gehalten.
In Tab. 5.1 a) -g) sind die wichtigsten Größen der Geometrie und Kinematik zusammengestellt, die sich mit den Formeln des Zwei-Wind-Modells ergeben.

Tab. 5.1

Grundparameter:

$\dot{M} = 5\ 10^{-6}\ M_\odot/y \quad m = 10^{-7}\ M_\odot/y \quad V = 5$ km/s $\quad v = 2000$ km/s

abgeleitete Parameter

Es bedeuten t : Entwicklungszeit in Jahren, Ri,Ra : innerer und äußere Rand des Nebels, M : Nebelmasse in $M_\odot$, d/dr : rel. Schalendicke, Vexp : Expansionsgeschwindigkeit des Nebels

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	133	227	0.04	2300	0.52	19
N 1	4500	200	340	0.063	1030		
	6000	266	453	0.085	580		
	9000	400	680	0.13	260		
	10000	443	755	0.14	209		
	12000	530	905	0.17	145		

$M = 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 10^{-7}\ M_\odot/y$ $V = 5$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	320	362	0.019	648	0.12	36
N 2	4500	480	543	0.028	288		
	6000	639	725	0.038	162		
	9000	958	1086	0.057	72		
	10000	1070	1212	0.063	58		
	12000	1280	1459	0.076	40		

$M = 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 3\ 10^{-8}\ M_\odot/y$ $V = 5$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	171	248	0.01	518	0.37	22
N 3	4500	256	371	0.016	230		
	6000	341	495	0.021	130		
	9000	512	743	0.032	58		
	10000	569	825	0.035	47		
	12000	683	990	0.042	32		

$M = 5\ 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 10^{-7}\ M_\odot/y$ $V = 10$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	247	314	0.03	958	0.23	30
N 4	4500	371	471	0.045	426		
	6000	495	628	0.06	239		
	9000	742	942	0.09	106		
	10000	824	1047	0.1	86		
	12000	989	1256	0.12	60		

$M = 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 3\ 10^{-8}\ M_\odot/y$ $V = 10$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	295	350	0.007	218	0.17	34
N 5	4500	442	524	0.01	97		
	6000	589	698	0.014	55		
	9000	884	1048	0.021	24		
	10000	982	1165	0.024	20		
	12000	1180	1400	0.029	14		

$M = 5\ 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 3\ 10^{-8}\ M_\odot/y$ $V = 10$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	137	258	0.016	572	0.61	21
N 6	4500	205	386	0.024	255		
	6000	273	515	0.032	143		
	9000	409	772	0.049	64		
	10000	455	858	0.054	52		
	12000	546	1030	0.065	36		

$M = 10^{-6}\ M_\odot/y$ $m = 10^{-7}\ M_\odot/y$ $V = 10$ km/s $v = 2000$ km/s

	t (y)	Ri (10^{15} cm)	Ra	M ($M_\odot$)	n (cm^{-3})	d/dr	Vexp (km/s)
Mod.	3000	491	522	0.013	289	0.06	54
N 7	4500	736	782	0.02	129		
	6000	981	1042	0.026	72		
	9000	1470	1562	0.04	32		
	10000	1640	1742	0.044	26		
	12000	1960	2082	0.053	18		

Die Tabellen zeigen, daß aus den sieben benutzten Ausgangsparametersätzen Nebel resultieren, die sich in ihrer Ausdehnung bis etwa um den Faktor 2, in ihrer Dichte um bis zum Faktor 10 unterscheiden können. Die Expansionsgeschwindigkeiten variieren zwischen 20 und 50 km/s. Auch die relative Dicke der Nebelschale ist in den einzelnen Modellen sehr verschieden. Auf diese Werte und insbesondere auch auf die Nebelmassen wird bei der Diskussion der Modelle noch eingegangen. Zunächst soll die Ionisation in den Modellnebeln berechnet werden.

Der Zentralstern wurde als Schwarzer Körper mit Leuchtkraft und Temperatur nach Schönberner ($M = 0.6\ M_{\odot}$) angenommen. Die Stützstellen, an denen diese Größen gegeben sind, entsprechen denen in Tab. 2.1.
Die einzelnen Modelle wurden, wie in Kap. 4 beschrieben, berechnet.

Der Zeitpunkt des Beginns des schnellen Zentralsternwindes wurde zu t=0 in der Skala von Schönberner festgesetzt. Das bedeutet, daß der Nebel in seiner ersten Phase neutral bleibt, da der Stern noch nicht genügend energiereiche Photonen liefert. Deshalb wurde mit den Rechnungen erst bei t = 3000 y begonnen (T = 30000 K).
Für jeden der Sternwindparametersätze wurden sechs Nebel gerechnet, entsprechend den zeitlichen Stützstellen des Schönberner - $M=0.6\ M_{\odot}$ Sternes (ab t = 3000 y). Die Nebel wurden folgendermaßen benannt :

N 1-3 .... N 1-8
. .
. .
N 7-3 .... N 7-8

Die erste Ziffer bedeutet Modellnummer, die zweite die Zeit (Nr. der Stützstelle in Tab.2.1)

In Abb. 5.1 sind die Elektronentemperaturkurven der Nebel N 2-3 bis N 2-8 gezeigt.

Abb. 5.1 Expansion des Nebels und Verlauf der Elektronentemperatur innerhalb des Nebels

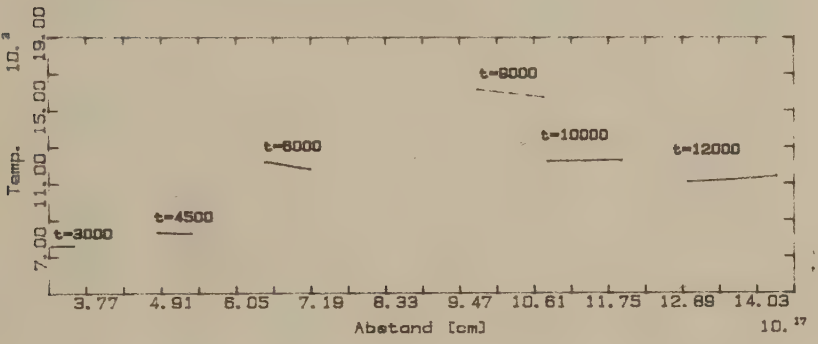
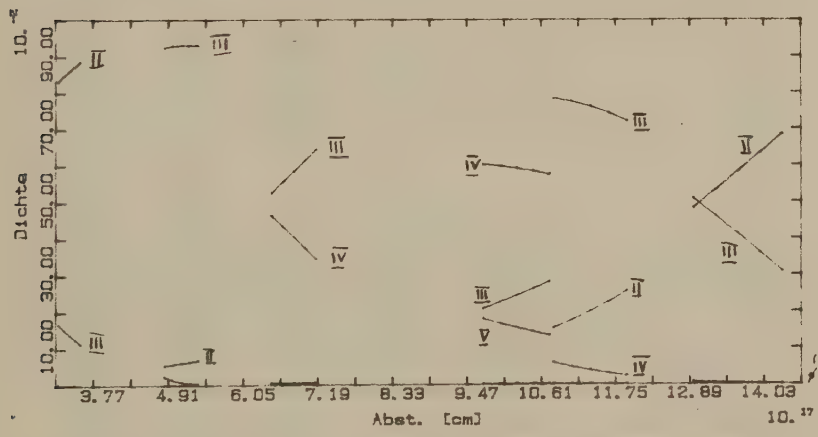


Abb. 5.2 Ionisationsschichtung innerhalb des Nebels zu verschiedenen Entwicklungszeiten



Als Beispiel für die entstehende Ionisationsschichtung ist für das Modell N 2-3 bis N 2-8 die Sauerstoffionisationsstruktur gezeigt (Abb. 5.2).

Mit Ausnahme des Nebels N 1 bei t=12000 y, bei dem der Wasserstoff in den äußeren Bereichen in neutraler Form vorzuliegen beginnt, ist in allen Nebeln zwischen t=3000 y und t=12000 y der Wasserstoff vollständig ionisiert. Die Ionenhäufigkeiten von He für alle Modelle sind in Tab. 5.2 enthalten.

t (Jahre)	3000	4500	6000	9000	10000	12000
N 1 He I	0.36	----	----	----	0.01	0.17
He II	0.64	0.99	0.49	0.04	0.67	0.73
He III	----	----	0.50	0.96	0.32	0.09
N 2 He I	0.01	----	----	----	----	0.01
He II	0.99	0.92	0.13	0.03	0.31	0.67
He III	----	0.08	0.87	0.97	0.68	0.32
N 3 He I	----	----	----	----	----	----
He II	1.00	0.82	0.04	0.01	0.11	0.38
He III	----	0.18	0.96	0.99	0.89	0.62
N 4 He I	0.02	----	----	----	----	0.02
He II	0.98	0.96	0.17	0.03	0.38	0.74
He III	----	0.04	0.83	0.97	0.62	0.24
N 5 He I	----	----	----	----	----	----
He II	1.00	0.67	0.04	0.01	0.10	0.33
He III	----	0.33	0.96	0.99	0.90	0.67
N 6 He I	----	----	----	----	----	----
He II	1.00	0.88	0.05	0.01	0.13	0.44
He III	----	0.12	0.95	0.99	0.87	0.56
N 7 He I	0.01	----	----	----	----	0.01
He II	0.99	0.87	0.12	0.12	0.29	0.62
He III	----	0.13	0.88	0.97	0.71	0.37

Tab 5.2 Helium-Ionisation

Helium ist in allen Nebeln 1- oder 2-fach ionisiert, wobei auffällt, daß es während der ersten beiden Zeitschritte (t=3000 y und t=4500 y) in allen Modellen hauptsächlich als He+ und in den Zeitschritten 3 und 4 (t=6000 y und t=9000 y) hauptsächlich als He++ auftritt. Erst bei t=10000 und 12000 y beginnt sich die Heliumionisation in den einzelnen Modellen merklich zu unterscheiden. Je größer die Ausdehnung der Nebel und ihre Dichte ist, desto mehr liegt das Helium als He+ vor, während die dünneren, kleineren Modelle mehr He++ enthalten. Der Grund hierfür liegt an der sehr hohen Zentralsternleuchtkraft während der Entwicklung bis t=9000 y. Der Stern liefert bis zu diesem Zeitpunkt für alle Nebel genügend Photonen, um Helium doppelt zu ionisieren. Erst in den späteren Entwicklungsphasen, wenn die Leuchtkraft nur noch einige 10^2 L beträgt, reichen bei den dichteren Modellen die ionisierenden Photonen nicht mehr für eine doppelte Heliumionisation aus.

Um beobachtbare Nebelgrößen mit den Modellen vergleichen zu können, sind in Tab. 5.3 'beobachtbare' Größen der Modellnebel zusammengestellt, unter der Annahme einer Entfernung von 1 kpc.

Mit Ausnahme des Modells N 1 ist der Hß-Fluß in allen Modellen relativ schwach, was aus den geringen Dichten und Gesamtmassen der Modellnebel resultiert. Bemerkenswert ist auch das Fehlen der sehr kleinen, 'sternförmigen' Planetarischen Nebel, die oft beobachtet werden. Das liegt an dem verwendeten Sternentwicklungsmodell, bei dem der Zentralstern erst bei etwa t=3000 y ionisierende Photonen in hinreichender Menge liefert.

Einige zu erwartende relative (Hß=100) Emissionslinienstärken sind in Abb. 5.3 zusammengestellt. Zum einen werden die Linienstärken der verschiedenen Modelle für jeweils eine Zeitstufe deutlich, zum anderen ist die zeitliche Entwicklung der Linienstärken zu sehen.

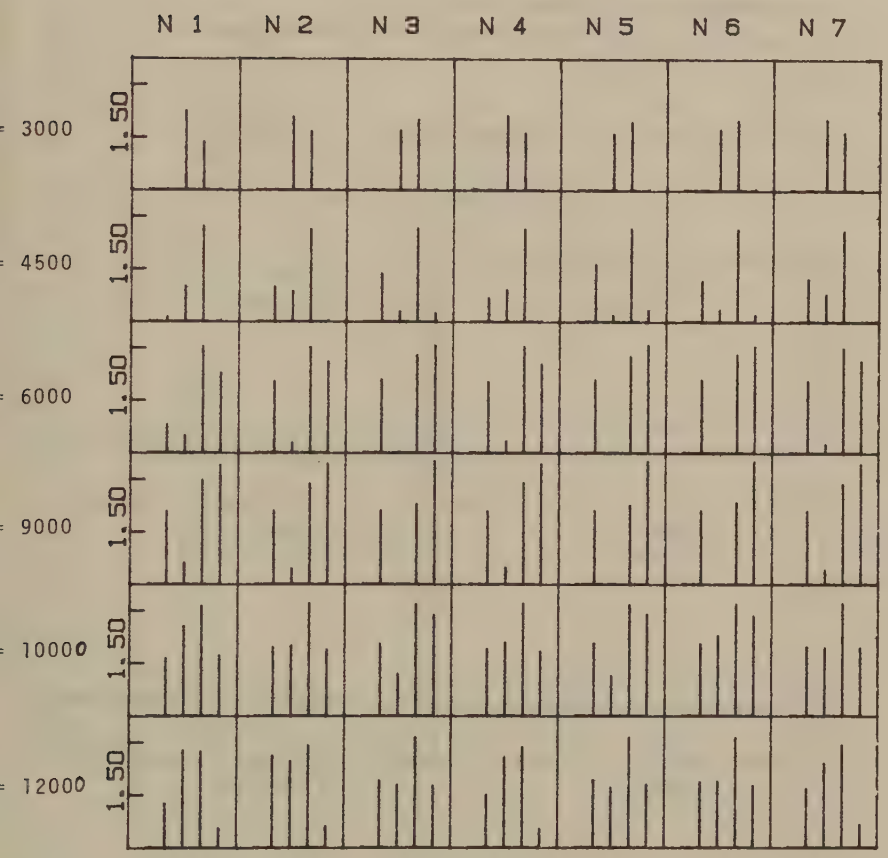
Tab. 5.3 Radius und Hß-Fluß der Modellnebel

Nebel	Ri (")	Ra (")	log (Hß)
N 1-3	8.9	15.2	-9.58
N 1-4	13.4	22.8	-9.78
N 1-5	17.8	30.3	-10.00
N 1-6	26.8	45.5	-10.33
N 1-7	29.7	50.6	-10.30
N 1-8	35.5	60.6	-10.53
N 2-3	21.4	23.6	-10.46
N 2-4	32.1	36.4	-10.67
N 2-5	42.8	48.6	-10.94
N 2-6	64.2	72.7	-11.23
N 2-7	71.7	81.2	-11.17
N 2-8	85.7	97.2	-11.22
N 3-3	11.5	16.6	-10.80
N 3-4	17.1	24.8	-11.02
N 3-5	22.8	33.1	-11.33
N 3-6	34.3	49.8	-11.66
N 3-7	38.1	55.2	-11.57
N 3-8	45.7	66.3	-11.58
N 4-3	16.5	21.0	-10.10
N 4-4	24.8	31.5	-10.30
N 4-5	33.1	42.1	-10.56
N 4-6	49.7	63.1	-10.86
N 4-7	55.2	70.1	-10.80
N 4-8	66.2	84.1	-10.87
N 5-3	19.8	24.0	-11.32
N 5-4	29.6	35.1	-11.55
N 5-5	39.4	46.1	-11.85
N 5-6	59.2	70.2	-12.19
N 5-7	65.8	78.0	-12.09
N 5-8	79.0	93.8	-12.11
N 6-3	9.2	17.3	-10.57
N 6-4	13.7	25.9	-10.78
N 6-5	18.3	34.5	-11.10
N 6-6	27.4	51.7	-11.42
N 6-7	30.5	57.5	-11.32
N 6-8	36.6	69.0	-11.34
N 7-3	32.9	35.0	-10.95
N 7-4	49.3	52.4	-11.15
N 7-5	65.7	69.8	-11.44
N 7-6	98.4	104.6	-11.74
N 7-7	109.8	116.7	-11.66
N 7-8	131.3	139.4	-11.72

Abb. 5.3 log. relative Emissionslinienstärken (log Hß = 2) einiger Linien

Die vier Linien (jeweils von links nach rechts) sind:

1) He II 4686
2) N II 6583
3) O III 5007
4) C IV 1550

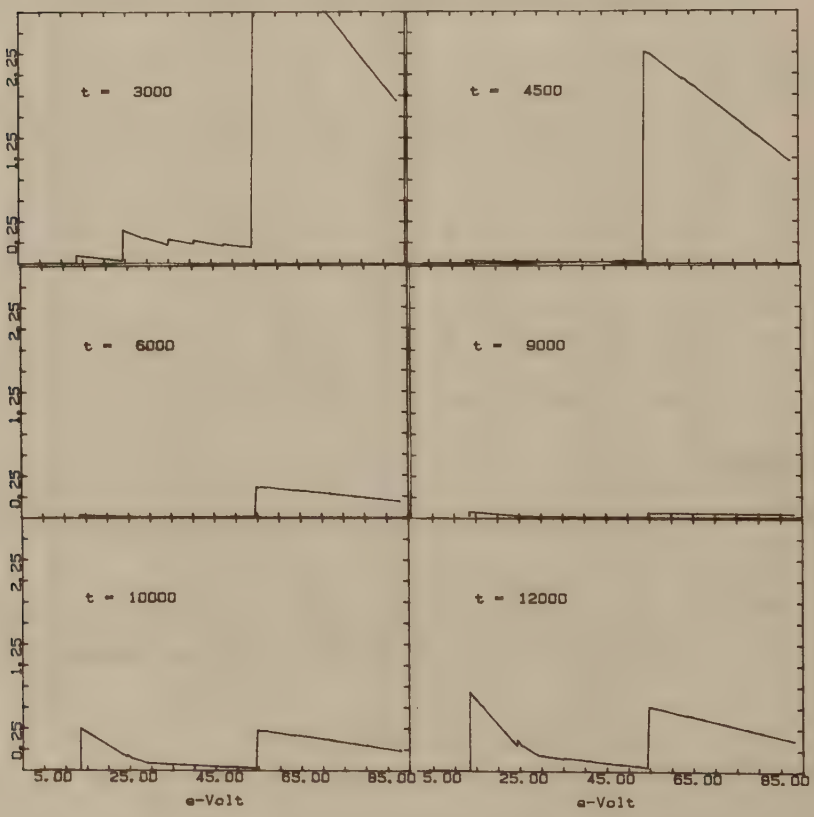


Wenn die Ionisationsverhältnisse in einem Nebel bekannt sind, läßt sich die gesamte optische Dicke $\tau(\nu)$ berechnen :

$$\tau(\nu) = \sum_{z,i} \delta_{z,i} N_{z,i}$$

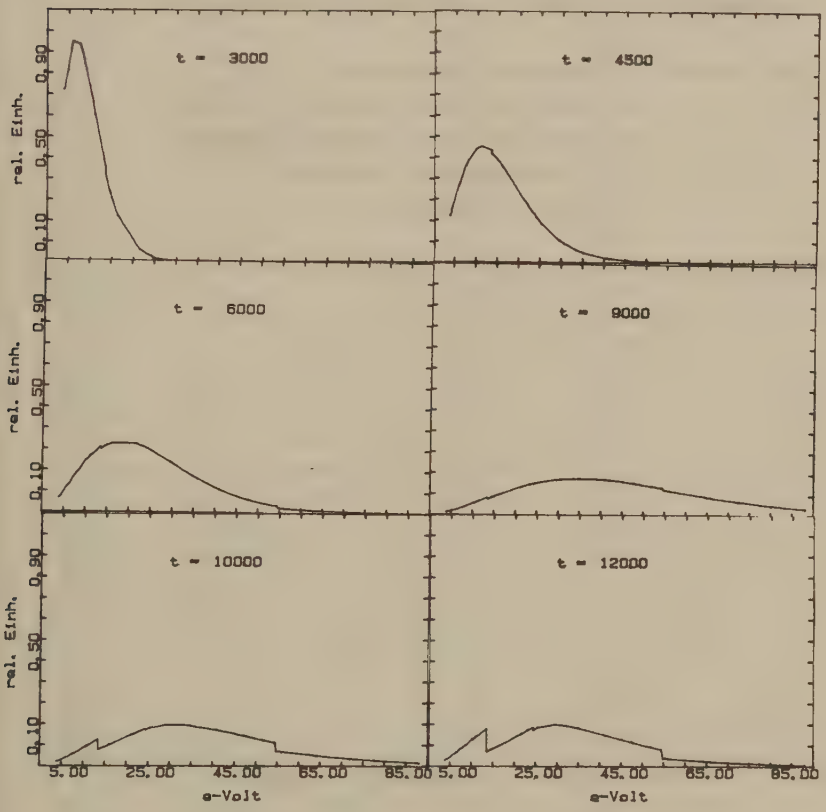
Die optische Dicke des Nebels wird benötigt, um die Ionisation des Halos zu berechnen. Auf den Halo wirkt nur das durch den Nebel teilweise absorbierte Sternspektrum.
In Abb. 5.4 sind die Funktionen $\tau(\nu)$ für die Nebelsequenz 1 (N 1-3...N 1-8) gezeigt.

Abb. 5.4 optische Dicke der Modellnebel



Bei Energien < 54 eV (Helium II-Kante) ist die Absorption sehr gering. Das hat zur Folge, daß das auf den Halo wirkende Spektrum nur sehr wenig von dem eingegebenem Planck-Spektrum abweicht. Erst ab t=10000 y sind die Absorptionskanten zu sehen (Abb. 5.5).

Abb. 5.5 Effektives, auf den Halo wirkendes Strahlungsfeld



5.2 Entwicklung des Halos

Der Halo wurde von der Außenkante des Nebels soweit nach außen gerechnet bis seine Dichte ca. 5 cm^{-3}betrug, d.h. der Ort der Haloaußenkante hängt von den Windparametern des alten Roten-Riesen-Windes ab.

In Tab. 5.4 sind die geometrischen Größen der Halos der sieben Nebelsequenzen N 1 bis N 7 zu den verschiedenen Zeiten gezeigt.

Dabei bedeuten Rn : Radius des Hauptnebels (10^{15} cm)
Rh : Radius des Halos (n=5 cm^{-3})
nh : Dichte des Halos an dessen Innenkante
= Außenkante des Hauptnebels
nn : Dichte des Hauptnebels

Tab. 5.4 Halo-Modelle

Zeit (y)	Rn (10^{15}cm)	Rh (10^{15}cm)	nh	nn	
3000	227	3160	970	2300	N-1
4500	340		433	1030	
6000	453		244	580	
9000	680		108	260	
10000	755		88	209	
12000	905		61	145	
3000	362	1410	76	648	N-2
4500	543		34	288	
6000	725		19	162	
9000	1086		8	72	
10000	1212		7	58	
12000	1451		–	40	
3000	248	1410	163	518	N-3
4500	371		73	230	
6000	495		41	130	
9000	743		18	58	
10000	825		15	47	
12000	990		10	32	
3000	314	2240	254	958	N-4
4500	471		113	426	
6000	628		63	239	
9000	942		28	106	
10000	1047		23	86	
12000	1256		16	60	
3000	350	1000	41	218	N-5
4500	524		18	97	
6000	698		10	55	
9000	1048		–	24	
10000	1165		–	20	
12000	1400		–	14	
3000	258	2240	376	574	N-6
4500	386		168	255	
6000	515		94	143	
9000	772		42	64	
10000	858		34	52	
12000	1030		24	36	
3000	522	1000	18	289	N-7
4500	782		8	129	
6000	1042		–	72	
9000	1562		–	32	
10000	1742		–	26	
12000	2082		–	18	

In Abb. 5.6 und 5.7 sind die Temperaturverläufe und Ionisationsverhältnisse am Beispiel Sauerstoff von N 1 gezeigt.

Abb. 5.6 Temperaturverlauf innerhalb des Halos

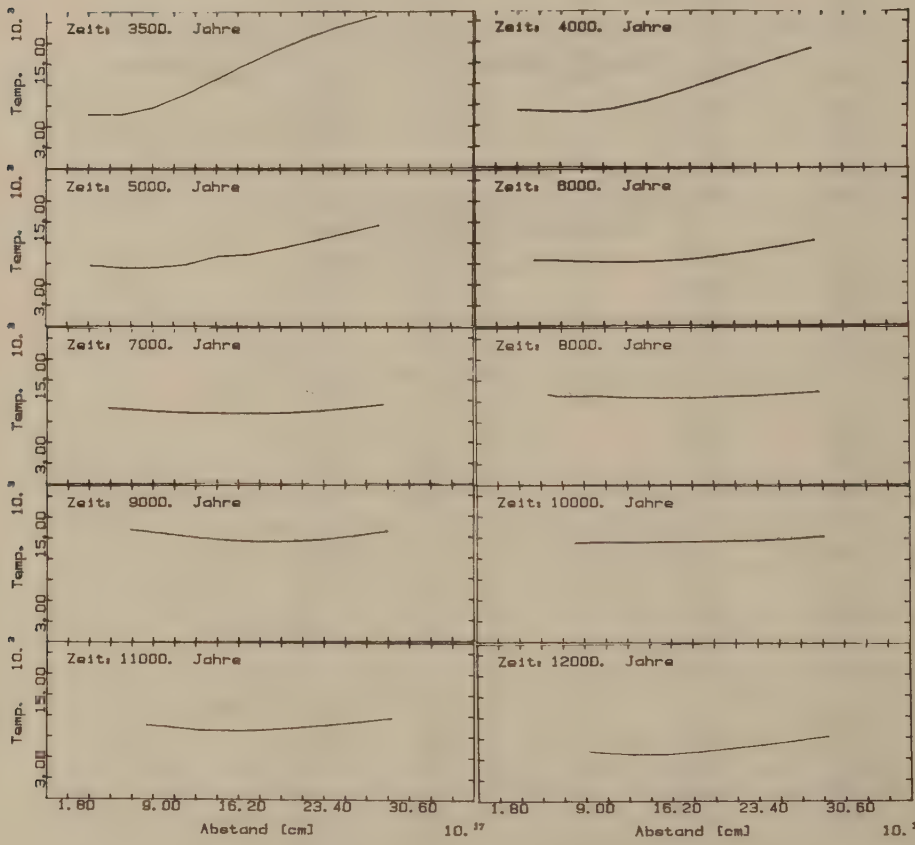
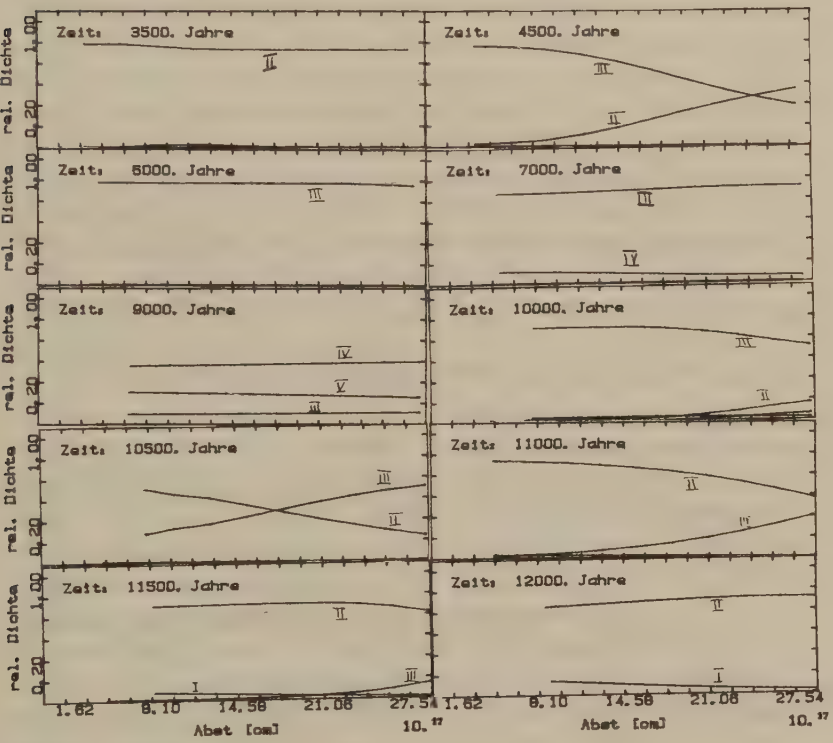


Abb. 5.7 Ionisationsschichtung (Sauerstoff) innerhalb des Halos

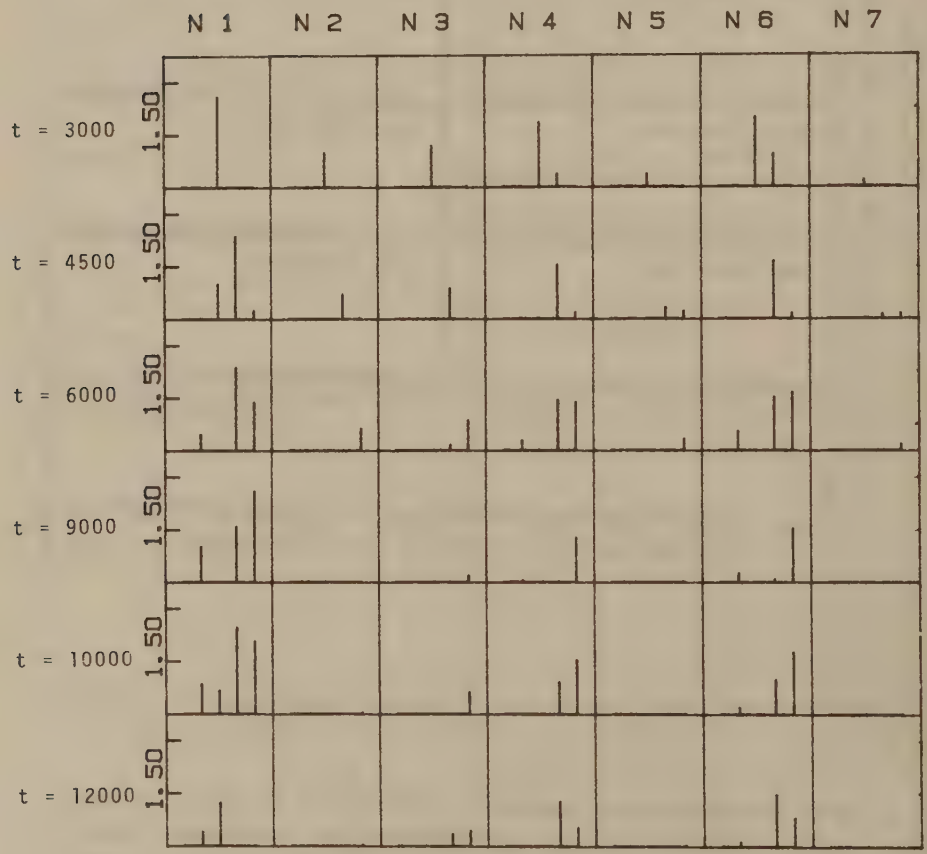


Bevor diese Abbildungen diskutiert werden, sollen die absoluten Flüsse (in 10^{-12} erg/cm^{2}s) von vier Haloemissionslinien (angenommene Entfernung 1 kpc) gezeigt werden, um eventuell beobachtbare Linien zu finden. Die Werte geben nur die Emission des Halos an, nicht die des Nebels (Abb. 5.8).

Abb. 5.8 log. Emissionslinienstärken (10^{-12} erg s^{-1} cm^{-2})
(nur Haloemission)

Die vier Linien (jeweils von links nach rechts) sind :

1) He II 4686
2) N II 6583
3) O III 5007
4) C IV 1550



5.3 Diskussion der Zwei-Wind-Modelle

Bei den 'Zwei-Wind-Modell'-Nebeln handelt es sich um mit konstanter Geschwindigkeit expandierende Ringnebel. Bei t = 3000 - 5000 y sind es low-excitation-Nebel mit relativ starker N II Emission und schwachen HeII und CIV-Linien. In späteren Phasen, etwa bei t = 6000 - 9000 y werden daraus high-excitation-Nebel mit starker Emission der HeII 4686 und CIV 1550 Linie. Die OIII 5007 Linie ist über einen Großteil der Nebelentwicklung stark, was bei den meisten Nebeln auch zu beobachten ist. Entsprechend verhalten sich die Elektronentemperaturen, die in der Anfangsphase 7000 K bis 10000 K, in der high-excitation-Phase bis 15000 K, teilweise bis zu 20000 K ansteigen, um dann später wieder auf etwa 10000 K abzufallen. Diese Werte hängen natürlich sehr stark von der Zentralsternentwicklung ab.

Die verschiedenen Modelle ähneln sich in ihrem 'relativen Verhalten' stark, d.h. ihre absoluten Linienemissionen sind zwar verschieden, der Verlauf der relativen Linienstärken ist jedoch ähnlich, wie in Abb 5.3 gezeigt wird. Das hat seinen Grund in der Tatsache, daß alle Nebel optisch dünn sind, sodaß die Ionisationsverhältnisse im wesentlichen von der Zentralsterntemperatur abhängen. Selbst im Modell N 1 ist der Nebel nicht massereich genug, um die Sternstrahlung soweit zu absorbieren, daß zum Beispiel neutrale Atome entstehen können.

Die Modellnebel haben alle einen ionisierten Halo. Bemerkenswert ist die relativ große Haloemission des Modells N 1. Sie folgt aus der großen Massenverlustrate und der kleinen Windgeschwindigkeit des Roten Riesen. In späteren Phasen zeigen die Halos eine nach außen ansteigende Temperatur und auch Ionisation. Dieser Effekt erklärt sich aus der endlichen Rekombinationszeit des dünnen Gases. Wenn der Hauptnebel nach einer gewissen Zeit seiner Entwicklung wieder optisch dick wird, rekombiniert die dichtere innere Halomaterie schneller als die ganz außen liegende. Die Ionisation kann also nach außen ansteigen. Dieses Phänomen könnte eventuell mit CCD- oder anderen neuen Detektoren beobachtet werden.

Die Elektronentemperatur der Halos ist bei t=3000 y sehr hoch. Das ist das Verhalten eines nicht völlig ionisierten Gases, das relativ plötzlich einer ionisierenden Strahlung ausgesetzt ist, wie u.a. Preussner (1978) gezeigt hat. Im vorliegenden Fall geschieht dies dann, wenn der

Stern heiß genug ist, um genügend ionisierende Photonen zu emittieren, sodaß der Nebel durchlässig wird und somit der Halo von ihnen erreicht wird. Bei uns tritt dieser Fall bei etwa t=3000 y ein ($T_{eff.}$=30000 K). Die Elektronentemperatur nimmt dann vor allem in den inneren, dichteren Halobereichen relativ schnell ab. Das Gas versucht, einen Gleichgewichtszustand zu erreichen. Bei etwa t=6000 y macht sich der Einfluß des jetzt heißeren Zentralsternes bemerkbar, bei t=10000–12000 y hat die Leuchtkraft des Zentralsternes soweit abgenommen, daß er nur noch die Haloinnenbereiche erhitzen kann, weiter außen kühlt der Halo langsam ab. Ganz außen kühlt er auch ab, aber wegen der noch geringeren Dichte als in der Mitte etwas langsamer, sodaß dort die Temperatur noch etwas höher sein kann (Abb. 5.6 bei t=12000 y).

Aus den Abb. 5.8 kann man ersehen, welche Linien man eventuell beobachten kann. Generell liegen, wie nicht anders zu erwarten, die Emissionen derjenigen Halos, deren Zentralstern in einem früheren Stadium einen höheren Massenverlust hatte ($5 \cdot 10^{-6}$ $M_\odot$/y), über denen mit solchen von niederem Massenverlust (N1, N4, N6). In der frühen Anfangsphase des Haloleuchtens ist für kurze Zeit die N II 6583 Linie relativ stark, in der folgenden Zeit spielt, wie im Hauptnebel auch, die O III 5007 Linie eine große Rolle. Im UV-Bereich kann man zwischen t=6000 - 9000 y die C IV 1550 Linie erwarten.

Da die Beobachtungschancen mit nachlassender Flächenhelligkeit abnehmen, sind bei gleicher Haloemission die kleineren Objekte ähnlich Modell N 4 die erfolgversprechenderen Kandidaten. Die Wahrscheinlichkeit, einen Halo beobachten zu können, ist proportional $\dot{M}/V$, denn ein großer Massenverlust und eine kleine Windgeschwindigkeit erzeugen einen dichten Halo (siehe Modell N 1).

Was auffällt, sind die geringen Dichten der Nebel. Außer dem Modell N 1 sind alle Dichten $< 10^3$ cm^{-3}, was nicht mit den typischen gemessenen Werten von 10^3–10^4 cm^{-3} übereinstimmt. Man muß allerdings folgendes bedenken: Bei vielen beobachteten Nebeln wurde aus verbotenen Linien eine Dichte von 10^4 cm^{-3} bestimmt. Das stimmt jedoch nicht mit den aus den Hß-Flüssen bestimmten Durchschnittsdichten überein ($F(H\beta) \sim n_e^2$), sodaß man oft gezwungen war, einen sogenannten Fillingfaktor einzuführen, der angibt, welcher Anteil des Nebelvolumens mit Materie erfüllt ist. Die Modelle hier haben alle einen Fillingfaktor von 1. Trotzdem sind jedoch die Dichten und somit auch die Massen der Nebel

sehr niedrig. Die Masse der Zwei-Wind-Modell-Nebel nimmt linear mit der Zeit zu und beträgt bei den gerechneten Modellen 10^{-3} ..10^{-2} M nach einigen 1000 Jahren. Aus Beobachtungsdaten bestimmte Nebelmassen liegen um etwa eine Größenordnung höher. Dazu kommt noch, daß die aus den Hß-Flüssen bestimmten Massen oft zu klein sind, weil sich außerhalb des ionisierten Gebietes noch weitere, nicht ionisierte Materie befinden kann. Das ist bei den hier gerechneten Nebelmodellen nicht der Fall, weil alle diese Nebel in der betrachteten Zeit zwischen t = 3000 und 12000 y optisch dünn und somit vollständig ionisiert sind. Diese Tatsache bedeutet außerdem, daß alle diese Nebel während ihrer ganzen Entwicklungszeit einen ionisierten Halo haben, da der dazwischen liegende Nebel die Zentralsternstrahlung zu keiner Zeit zwischen t=3000 und t=12000 y zu absorbieren vermag. Selbst wenn davon ausgegangen wird, daß längst nicht alle ionisierten Halos entdeckt sind, so ist doch anzunehmen, daß nicht jeder Planetarische Nebel einen Halo besitzt.

Es gibt einen weiteren Beobachtungsbefund, der mit mit dem Zwei-Wind-Modell nicht erklärt werden kann :

Sabbadin et al.(1984) zeigten, daß Nebel mit großem Radius eine kleinere Expansionsgeschwindigkeit besitzen als kleinere Nebel. Um dies zu erklären, gehen die Autoren von einer plötzlichen Nebelentstehung aus. Dieses sogenannte 'Ausstoß-Modell' , das in Kap. 2.3 beschrieben wurde, wird im nächsten Kapitel ebenfalls mit einigen Eingangsparametersätzen durchgerechnet.

6. Rechnungen zum Ausstoßmodell

Gegenüber dem Zwei-Wind-Modell kommen als Parameter die maximale Ausstoßgeschwindigkeit v_{max} und die Nebelmasse M_{tot} hinzu, dafür fallen die Zentralsternwindparameter weg. Die relative Dicke des 'Nebelrings' wurde in allen Modellen zu 0.2 gewählt. Der Nebel besteht jedoch nicht nur aus der Schale, sondern auch aus dem Gebiet innerhalb der Schale, welches insbesondere im Anfangsstadium des Nebels die meiste Masse enthält.

6.1 Entwicklung des Nebels

Es wurden wiederum analog Kapitel 5 mehrere Modelle gerechnet.

In Tab. 6.1 a) - k) sind die geometrischen und kinematischen Größen zusammengestellt.

Unter v_{exp} ist die Expansionsgeschwindigkeit des Wechselwirkungsgebietes zu verstehen, n1 bedeutet die Dichte ganz innen, n2 die Dichte direkt vor dem Wechselwirkungsgebiet (Dichteminimum) und n3 die Dichte im Wechselwirkungsgebiet.

Tab. 6.1 Nebelparameter

M_{tot}=0.1 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=10^{-6}$ $M_\odot/y$

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	324	7410	1060	1680	23.7
S 1	4500	465	2300	330	700	22.1
	6000	596	1010	144	380	20.9
	9000	842	320	45	165	19.3
	10000	922	235	34	133	18.9
	12000	1073	140	20	92	18.1

M_{tot}=0.1 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot/y$

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	246	9370	1340	7480	17.3
S 2	4500	345	2985	430	3350	15.8
	6000	437	1330	190	1920	14.8
	9000	605	430	61	890	13.4
	10000	662	320	46	730	13.1
	12000	761	190	28	520	12.5

M_{tot}=0.1 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=10 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot/y$

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	315	7625	1090	2400	22.8
S 3	4500	451	2370	340	1010	21.4
	6000	581	1040	148	550	20.5
	9000	823	325	46	240	19.2
	10000	899	240	34	190	18.9
	12000	1054	140	20	131	18.3

M_{tot}=0.1 $M_\odot$ v_{max}=60 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=10^{-6}$ $M_\odot/y$

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	591	1015	145	410	40.6
S 4	4500	828	322	46	183	36.7
	6000	1045	144	20	105	34.1
	9000	1442	46	7	49	30.5
	10000	1565	35	5	41	29.6
	12000	1801	21	3	29	28.1

M_{tot}=0.1 $M_\odot$ v_{max}=60 km/s V_{RR}=10 km/s $\dot{M}_{RR}=10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	648	930	132	210	47.3
S 5	4500	927	290	41	87	44.1
	6000	1191	125	18	48	41.8
	9000	1683	40	6	21	38.6
	10000	1839	29	4	17	37.7
	12000	2192	18	3	12	36.3

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	353	34040	4860	3650	27.6
S 6	4500	520	10280	1470	1315	26.7
	6000	681	4410	630	650	25.9
	9000	993	1350	190	250	24.8
	10000	1092	990	140	195	24.4
	12000	1291	580	83	128	23.8

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	324	37060	5290	8400	23.7
S 7	4500	465	11500	1640	3495	22.1
	6000	596	5040	720	1905	20.9
	9000	842	1585	230	820	19.3
	10000	922	1175	170	665	18.9
	12000	1073	700	100	460	18.1

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=30 km/s V_{RR}=10 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	347	34600	4940	4560	26.8
S 8	4500	510	10500	1500	1710	25.8
	6000	666	4520	645	870	25.0
	9000	964	1385	200	340	23.8
	10000	1059	1020	145	270	23.5
	12000	1252	600	86	180	22.9

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=60 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	681	4420	630	670	51.3
S 9	4500	988	1350	190	260	48.5
	6000	1276	590	84	138	46.4
	9000	1825	182	26	57	43.2
	10000	2000	135	19	46	42.3
	12000	2340	80	12	31	40.8

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=60 km/s V_{RR}=5 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot$/y

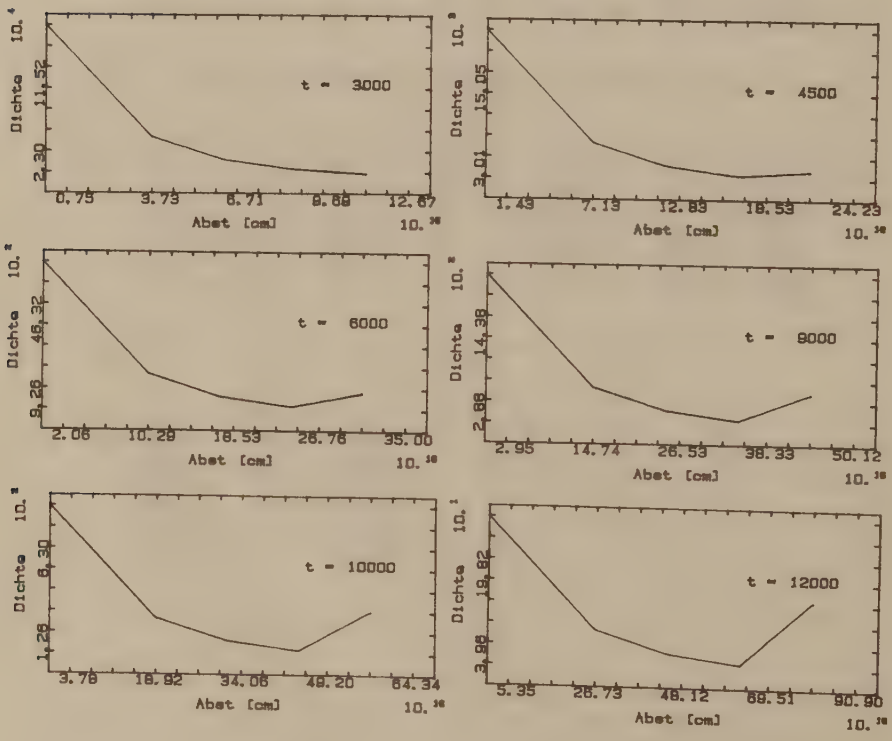
	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	591	5080	725	2045	40.6
S 10	4500	827	1610	230	920	36.7
	6000	1045	720	103	530	34.1
	9000	1442	230	33	246	30.5
	10000	1565	172	25	200	29.6
	12000	1801	105	15	145	28.1

M_{tot}=0.5 $M_\odot$ v_{max}=60 km/s V_{RR}=10 km/s $\dot{M}_{RR}=5\ 10^{-6}$ $M_\odot$/y

	t	R	n1	n2	n3	V_{exp}
Mod.	3000	648	4632	660	1050	47.3
S 11	4500	927	1440	205	440	44.1
	6000	1191	630	90	240	41.8
	9000	1683	200	28	103	38.6
	10000	1843	147	21	83	37.7
	12000	2146	88	13	57	36.3

Die Expansionsgeschwindigkeiten der Nebel sind in der gleichen Größenordnung wie die der Zwei-Wind-Modell-Nebel. In diesem Modell nehmen die Geschwindigkeiten jedoch mit der Zeit ab, d.h. größere Nebel expandieren langsamer als kleinere, was die Beobachtungen von Sabbadin et al. (1984) erklären kann.

Die Dichten der Nebel sind, besonders in der frühen Phase der Nebelentwicklung, beträchtlich größer als die der im vorigen Kapitel beschriebenen Nebel. Allerdings nehmen die Dichten im Laufe der Entwicklung sehr stark ab, was für die optische Dicke der Nebel von großer Bedeutung ist. Als Beispiel für die Veränderung eines Dichteverlaufes innerhalb des Nebels während der Entwicklungszeit sind in Abb. 6.1 die Dichteverläufe des Modells S 1 gezeigt.



Die Bezeichnungen der Modelle wurden wie folgt gewählt :

S 1-3 ... S 1-8
... ...
S 11-3 ... S 11-8

wobei wieder der erste Index für die Modellnummer steht, die Ziffer nach dem Bindestrich ist die Nummer der Stützstelle in der Schönberner-Tabelle (Tab. 2.1) ab t=3000y.

Die Ionenhäufigkeiten von H und He sind für alle Modelle S1... S11 in Tab 6.2 gezeigt.

Tab. 6.2 Wasserstoff und Heliumionisation

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 1	H I	----	----	----	----	----	0.03
	H II	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	0.97
	He I	0.67	----	----	----	----	0.02
	He II	0.33	0.99	0.49	0.04	0.67	0.66
	He III	----	----	0.50	0.96	0.32	0.33

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 2	H I	0.49	----	----	0.01	----	0.62
	H II	0.51	1.00	1.00	0.99	0.38	0.17
	He I	0.82	0.01	----	----	0.68	0.83
	He II	0.18	0.98	0.82	0.36	0.21	0.08
	He III	----	0.01	0.18	0.64	0.11	0.08

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 3	H I	----	----	----	----	0.02	0.10
	H II	1.00	1.00	1.00	1.00	0.98	0.90
	He I	0.71	----	----	----	0.01	0.05
	He II	0.93	0.99	0.54	0.05	0.54	0.71
	He III	----	0.01	0.46	0.95	0.45	0.24

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 4	H I	----	----	----	----	0.01	0.02
	H II	1.00	1.00	1.00	1.00	0.99	0.98
	He I	0.03	----	----	----	----	0.01
	He II	0.97	0.93	0.15	0.03	0.30	0.60
	He III	----	0.06	0.85	0.97	0.69	0.38

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 5	H I	----	----	----	----	----	0.01
	H II	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	0.99
	He I	0.01	----	----	----	----	----
	He II	0.99	0.92	0.07	0.01	0.15	0.40
	He III	----	0.08	0.93	0.99	0.85	0.60

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 6	H I	0.94	0.37	----	----	0.59	0.75
	H II	0.06	0.63	1.00	1.00	0.41	0.57
	He I	1.00	0.53	----	----	0.65	0.79
	He II	----	0.47	0.92	0.21	0.30	0.20
	He III	----	----	0.08	0.79	0.06	0.01

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 7	H I	0.96	0.52	0.04	0.12	0.74	0.85
	H II	0.04	0.48	0.96	0.88	0.26	0.15
	He I	1.00	0.60	0.04	0.08	0.76	0.85
	He II	----	0.40	0.90	0.54	0.20	0.14
	He III	----	----	0.06	0.38	0.05	0.01

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 8	H I	0.95	0.41	----	----	0.63	0.78
	H II	0.05	0.59	1.00	0.99	0.37	0.22
	He I	1.00	0.55	----	----	0.68	0.82
	He II	----	0.44	0.93	0.33	0.27	0.18
	He III	----	----	0.07	0.67	0.05	----

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 9	H I	0.62	----	----	----	0.02	0.07
	H II	0.38	1.00	1.00	1.00	0.98	0.93
	He I	0.83	----	----	----	0.01	0.04
	He II	0.17	0.99	0.66	0.05	0.53	0.78
	He III	----	0.01	0.34	0.95	0.46	0.19

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 10	H I	0.58	----	----	0.01	0.59	0.76
	H II	0.42	1.00	1.00	0.99	0.41	0.24
	He I	0.87	0.01	----	----	0.59	0.77
	He II	0.13	0.98	0.78	0.33	0.23	0.14
	He III	----	----	0.22	0.67	0.18	0.09

t (Jahre)		3000	4500	6000	9000	10000	12000
S 11	H I	0.67	----	----	----	0.10	0.34
	H II	0.33	1.00	1.00	1.00	0.90	0.66
	He I	0.85	----	----	----	0.04	0.23
	He II	0.15	0.99	0.71	0.09	0.63	0.63
	He III	----	0.01	0.29	0.91	0.33	0.14

Der Wasserstoff liegt, anders als im Zwei-Wind-Modell, hier nicht immer als H+ vor, sondern, insbesondere bei den Modellen mit M_{tot} = 0.5 $M_{\odot}$, teilweise in neutraler Form. Einige der Nebel sind während der Entwicklungszeit bei manchen Zeitstufen vollständig ionisiert, bei anderen fast vollständig neutral.
Analog Kapitel 5 seien auch hier wieder 'beobachtbare' Nebelgrößen (angenommene Entfernung : 1 kpc) in tabellarischer Form angegeben, um die Modelle besser mit Beobachtungen vergleichen zu können (Tab. 6.3).

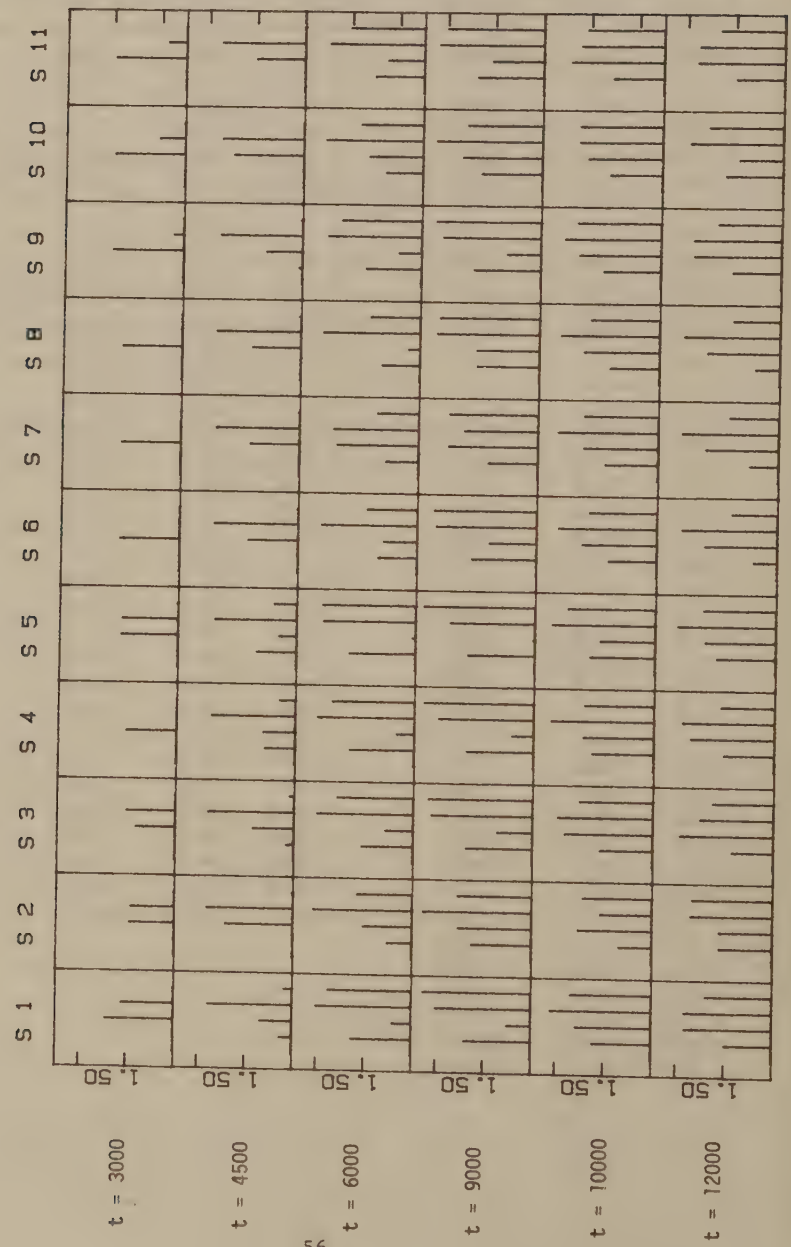
Auch bei diesen Modellen fehlen wegen der gewählten Sternentwicklung die kleinen 'sternförmigen' Nebel. Der wesentliche Unterschied zu den nach dem Zwei-Wind-Modell gerechneten Nebeln liegt in den Hß-Flüssen, die hier deutlich größer sind.

Die zu erwartenden relativen Linienemissionen einiger Linien sind in Abb. 6.2 in der gleichen Form wie in Abb. 5.3 gezeigt.

Tab. 6.3 Radien und Hß-Flüsse der Modellnebel

Nr.	R(")	-log(Hß)	Nr.	R(")	-log(Hß)
S 1-3	21.7	9.28	S 2-3	16.5	9.07
S 1-4	31.2	9.74	S 2-4	23.1	8.99
S 1-5	39.9	10.15	S 2-5	29.3	9.24
S 1-6	56.4	10.65	S 2-6	40.5	9.61
S 1-7	61.8	10.65	S 2-7	44.4	10.44
S 1-8	71.9	10.79	S 2-8	51.0	11.33
S 3-3	21.1	9.18	S 4-3	39.6	9.92
S 3-4	30.2	9.58	S 4-4	55.5	10.32
S 3-5	38.9	9.93	S 4-5	70.0	10.68
S 3-6	55.2	10.39	S 4-6	96.6	11.08
S 3-7	60.2	10.42	S 4-7	104.9	11.04
S 3-8	70.6	10.62	S 4-8	120.7	11.14
S 5-3	43.4	10.12	S 6-3	23.7	8.59
S 5-4	62.1	10.61	S 6-4	34.9	8.66
S 5-5	79.8	11.10	S 6-5	45.6	8.98
S 5-6	112.8	11.59	S 6-6	66.6	9.65
S 5-7	123.2	11.55	S 6-7	73.2	9.95
S 5-8	146.9	11.66	S 6-8	86.5	10.26
S 7-3	21.7	8.61	S 8-3	23.2	8.59
S 7-4	31.2	8.68	S 8-4	34.2	8.66
S 7-5	39.9	8.76	S 8-5	44.6	8.94
S 7-6	56.4	9.29	S 8-6	64.6	9.57
S 7-7	61.8	10.00	S 8-7	71.0	9.96
S 7-8	71.9	10.32	S 8-8	83.9	10.28
S 9-3	45.6	9.07	S 10-3	39.6	9.03
S 9-4	66.2	9.36	S 10-4	55.4	8.97
S 9-5	85.5	9.81	S 10-5	70.0	9.25
S 9-6	122.3	9.43	S 10-6	96.6	9.63
S 9-7	134.0	10.43	S 10-7	104.9	10.47
S 9-8	156.8	10.63	S 10-8	120.7	10.96
S 11-3	43.4	9.09			
S 11-4	62.4	9.24			
S 11-5	79.8	9.62			
S 11-6	112.8	10.11			
S 11-7	123.5	10.25			
S 11-8	143.8	10.64			

Abb. 6.2 Emissionslinienstärken der Modellnebel
Erklärung siehe Abb. 5.3 (S. 35)



Um mit den Rechnungen für den Halo beginnen zu können, müssen zunächst wieder die optischen Dicken der Nebel bestimmt werden.

In Tab. 6.4 ist die optische Tiefe $\tau(\nu)$ an der Wasserstoffkante für die gerechneten Nebel zu sechs verschiedenen Zeiten gezeigt.

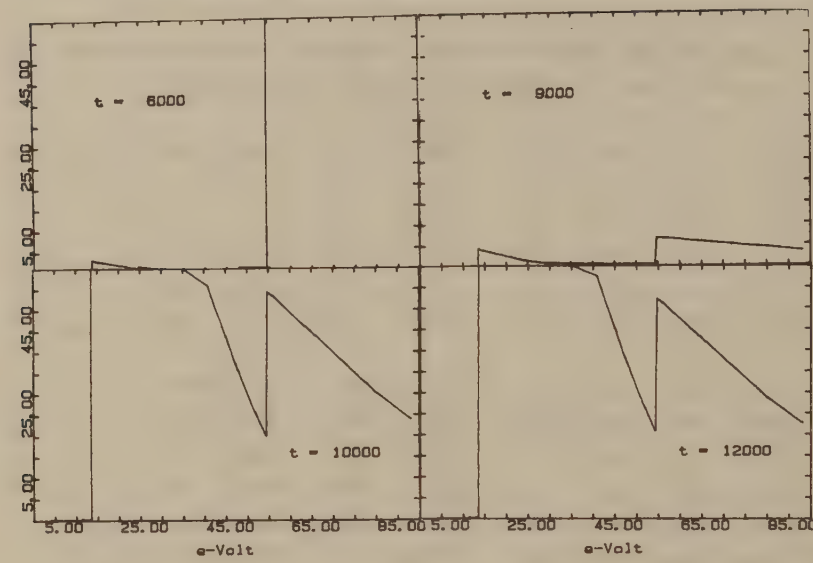
S1-3	1.4	S2-3	1212.0	S3-3	3.6	S4-3	0.2
S1-4	0.2	S2-4	3.1	S3-4	0.3	S4-4	0.
S1-5	0.1	S2-5	1.5	S3-5	0.2	S4-5	0.
S1-6	0.2	S2-6	6.2	S3-6	0.4	S4-6	0.1
S1-7	1.5	S2-7	314.	S3-7	4.8	S4-7	0.5
S1-8	3.3	S2-8	336.	S3-8	16.5	S4-8	0.9

S5-3	0.3	S6-3	11700.	S7-3	12640.	S8-3	11870.
S5-4	0.	S6-4	315.	S7-4	1489.	S8-4	947.
S5-5	0.	S6-5	2.	S7-5	78.	S8-5	3.
S5-6	0.	S6-6	2.2	S7-6	116.	S8-6	4.2
S5-7	0.1	S6-7	351.	S7-7	652.	S8-7	404.
S5-8	0.2	S6-8	361.	S7-8	620.	S8-8	410.

S9-3	920.	S10-3	1083.	S11-3	1120.
S9-4	0.4	S10-4	2.9	S11-4	0.7
S9-5	0.2	S10-5	1.4	S11-5	0.4
S9-6	0.3	S10-6	5.2	S11-6	0.7
S9-7	2.9	S10-7	206.	S11-7	21.5
S9-8	7.8	S10-8	211.	S11-8	53.6

Bei S1,S3,S4 und S5 handelt es sich um Nebel, die während der ganzen Entwicklungszeit überwiegend optisch dünn sind, S7 ist bis t=12000 y optisch dick und kann somit keinen ionisierten Halo besitzen. Außerdem gibt es eine Gruppe von Nebeln, die einen Teil ihrer Entwicklungszeit optisch dünn sind und somit ionisierte Halos besitzen können, die auch dann noch leuchten können, wenn die zugehörigen Hauptnebel aufgrund der zurückgegangenen Zentralsternleuchtkraft wieder optisch dick sind. In Abb. 6.3 und 6.4 ist als Beispiel für den Nebel S 8 die optische Tiefe τ als auch das resultierende Wirkspektrum zwischen t=6000 y und t=12000 gezeigt.

Abb. 6.3. optische Dicke des Modellnebels S 8



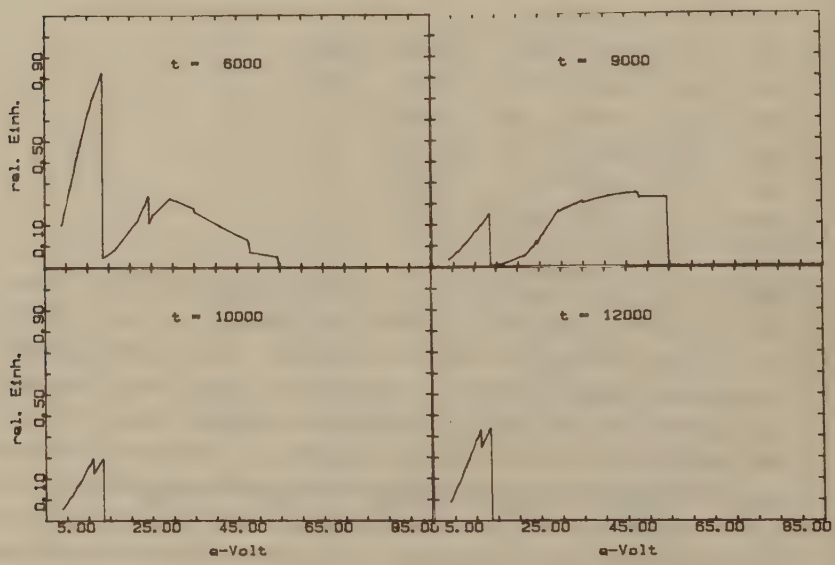


Abb. 6.4 resultierendes Wirkspektrum

6.2 Entwicklung des Halos

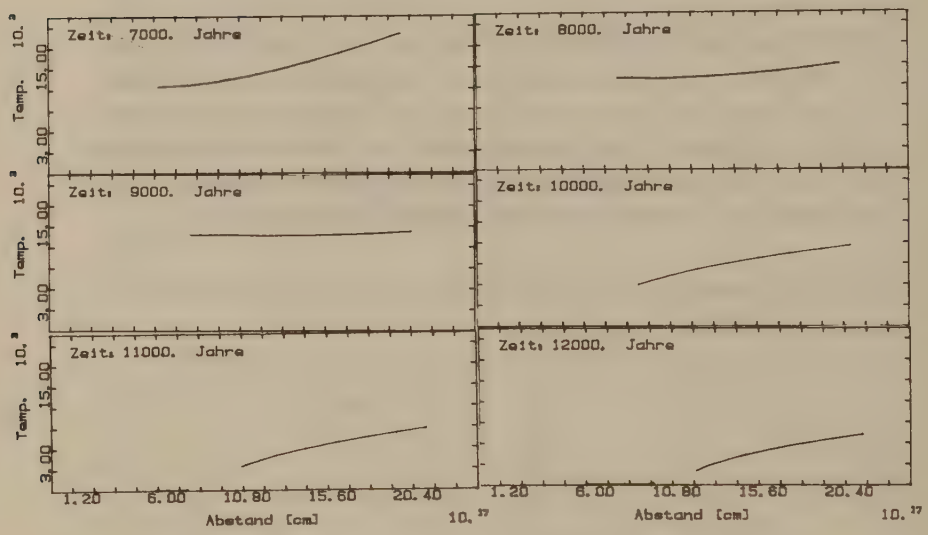
Die Haloionisationsrechnungen wurden analog zu den im vorigen Kapitel beschriebenen durchgeführt. Die meisten der Halos wurden wie die zugehörigen Nebel ab t=3000 y gerechnet, bei manchen wurde wegen der erst später einsetzenden Durchlässigkeit der Hauptnebel erst bei t=6000 y begonnen. Für den Nebel S7 wurde aus oben beschriebenem Grund kein Halo gerechnet.

Da die geometrische Ausdehnung und die Dichte der Halos sowie die Entwicklung des Zentralsterns die gleichen waren wie bei den Zwei-Wind-Modell-Nebeln, ergaben sich für die durchlässigen Nebel S1,S3,S4,S5 ähnliche Resultate und sollen hier nicht weiter diskutiert werden. Interessante Abweichungen ergaben sich jedoch für diejenigen Halos, die nur eine gewisse Zeit einem Strahlungsfeld ausgesetzt sind. Die Ergebnisse des Modells S8 sollen genauer betrachtet werden.

Temperatur und Ionisationsverlauf

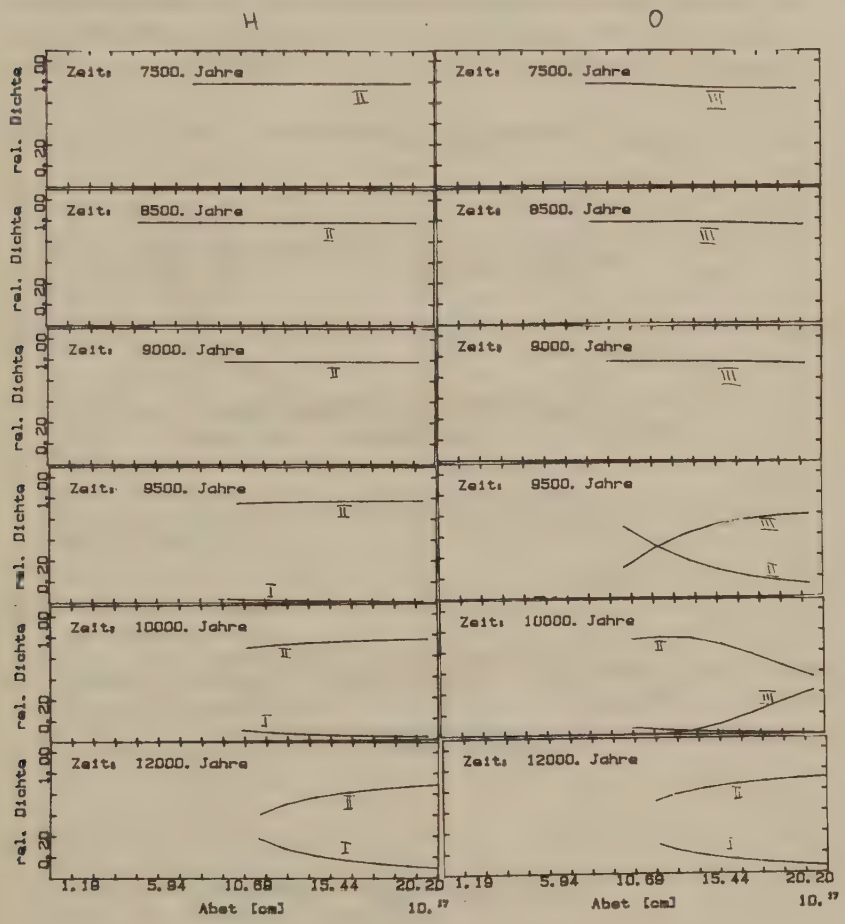
Die Rechnungen wurden bei diesem Modell bei t=6000 y begonnen. In Abb. 6.5 ist der Verlauf der Elektronentemperatur innerhalb des Halos gezeigt.

Abb. 6.5 Temperaturverlauf im Halo (S 8)



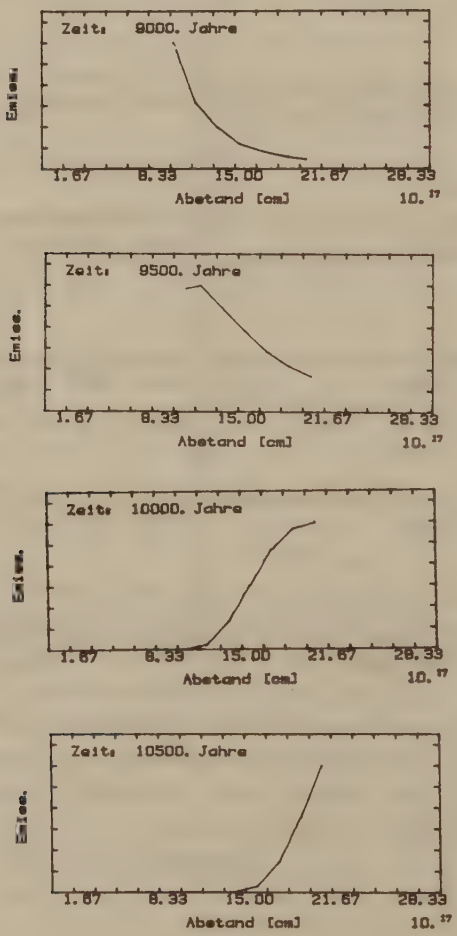
Die Temperatur ist über einen längeren Zeitraum im ganzen Halo relativ hoch, bei t=10000 y endet die Energiezufuhr durch den Zentralstern und die Kühlung des Halos setzt ein. Diese erfolgt im inneren Bereich wegen der dort größeren Dichte schneller, sodaß sich ein nach außen ansteigender Temperaturverlauf ergibt. Dieser Effekt ist bei diesem Modell sehr stark, im Gegensatz zu den Modellen mit durchlässigeren Nebeln, in denen die Temperatur in den Innenbereichen ebenfalls etwas weiter als in den äußeren Gebieten absinkt, aber auch in den innersten Gebieten noch etwa 8000 K beträgt.

In Abb. 6.6 a,b sind die entstehenden Ionisatonsstrukturen für H und O gezeigt.



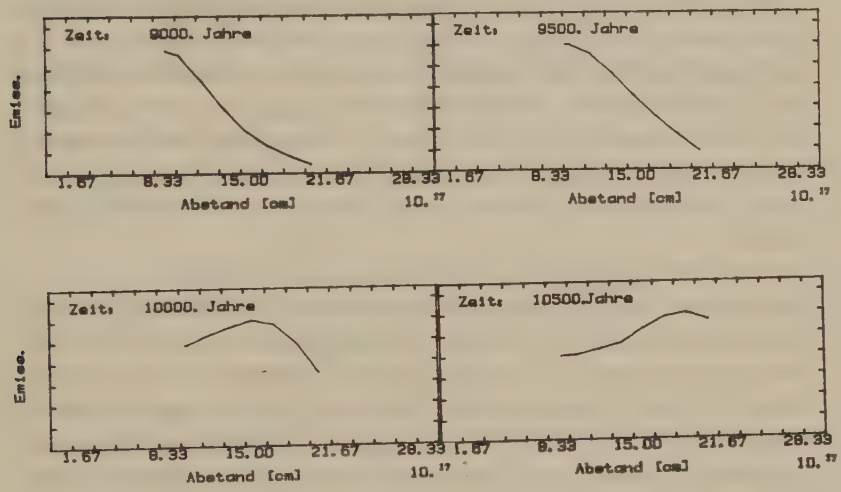
Bei t=9500 y ist zu sehen, wie der Ionisationsgrad in den inneren Bereichen schneller abnimmt als weiter außen.
Die nach außen ansteigende Temperatur und Ionisation wirken sich auf die Intensitäten der stoßangeregten Linien aus. In Abb.6.7 ist die Intensität der OIII-5007-Å-Linie in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentralstern aufgetragen.

Abb. 6.7 radiale O III 5007 Å Emission im Halo



Diese radiale Intensitätsverteilung wurde entlang einem gedachten Sehstrahl aufintegriert, um die zu erwartende Oberflächenhelligkeit in Abhängigkeit von r zu erhalten. Die Ergebnisse für die OIII-Linie sind in Abb.6.8 dargestellt. Wie geometrische Überlegungen zeigen, würde ein gleichmäßig ionisierter Halo mit einer Dichteverteilung proportional r^{-2} eine Oberflächenhelligkeit proportional r^{-3} liefern.

Abb. 6.8 O III 5007 Å Oberflächenhelligkeit im Halo



Es zeigt sich, daß es durchaus möglich ist, während besimmter Entwicklungsphasen eine stark von der r^{-3} Proportionalität abweichende Oberflächenhelligkeit in O III 5007 zu erhalten. Es wäre interessant, zu versuchen, dieses Phänomen durch Beobachtungen zu bestätigen oder zu widerlegen.

6.3 Diskussion des Ausstoß-Modells

Die Modellnebel, die nach dem Ausstoßmodell gerechnet wurden, unterscheiden sich nicht nur zum Teil stark von den Zwei-Wind-Modell-Nebeln, sondern es ergeben sich auch ganz verschiedene Nebel, je nachdem, welche Anfangsparameter man wählt.
Es gibt eine Gruppe von Nebeln, die den Zwei-Wind-Modell-Nebeln sehr ähneln, das heißt sie sind während der ganzen Entwicklungszeit optisch dünn und lassen die ionisierende Sternstrahlung nahezu ungehindert hindurch. Andere Nebel sind dagegen während der ganzen Entwicklungszeit optisch dick und können somit keinen ionisierten Halo besitzen. Wieder andere Nebel liegen zwischen diesen Extremen.
Die Modellnebel besitzen eine nach außen abfallende Dichte, am Außenrand entsteht jedoch eine Verdickung. Ein sogenanntes 'inneres Loch', wie es oft beobachtet wird (Ringnebel), besitzen diese Nebel nicht. Ein zusätzlicher schneller Zentralsternwind, der von diesem Modell nicht gefordert wird, könnte jedoch zu solch einem 'inneren Loch' führen.
Die Untersuchung der Nebelemissionslinien ergibt folgendes :
Die relativen Intensitäten der Emissionslinien im Hauptnebel verhalten sich ähnlich denen der 'Zwei-Wind-Modell-Nebel', nicht jedoch die absoluten Intensitäten, was sich mit der größeren Nebelmasse erklären läßt. Der Fluß in Hß entspricht bei M=0.5 M -Nebeln dem von hellen beobachteten Nebeln. Die M=0.1 M -Nebel sind entsprechend schwächer, besonders die Nebel S4 und S5 sind wegen ihrer großen Ausdehnung (hohe Expansionsgeschwindigkeit) und damit kleineren Dichte relativ schwach in Hß, ein Effekt, der sich noch mehr auf die Flächenhelligkeit auswirkt.
Da einige Nebel während ihrer Entwicklungszeit teilweise optisch dick sind, besonders bis t=6000 y und nach t=10000 y, sind die Strahlungsfelder, die auf die Halos wirken, deutlich anders als im Zwei-Wind-Modell. Die Halos der Nebel S1, S3, S4 und S5 verhalten sich ähnlich wie die Zwei-Wind-Modell-Halos, da die Nebel ebenfalls optisch dünn sind. Am Beispiel S8 sieht man, wie sich die Ionisation und Temperatur eines Halos verhalten, der nur für eine beschränkte Zeit einem ionisierenden Strahlungsfeld ausgesetzt ist. Entscheidend ist der Zeitpunkt, an dem der Hauptnebel optisch dick wird und der Halo zu

rekombinieren beginnt. Ab diesem Zeitpunkt besitzt der Halo einen geringeren Ionisationsgrad als der Hauptnebel. Es ist denkbar, daß die inneren Bereiche des Nebels relativ hoch ionisiert sind, der ionisierte Bereich jedoch schon nicht mehr bis zum äußeren Rand des Hauptnebels reicht, sodaß die äußeren Gebiete des Hauptnebels schon neutral oder sehr wenig ionisiert sind, während weiter draußen der Halo noch ionisiert ist, jedoch schwächer als der Hauptnebel, weil er schon zu rekombinieren begonnen hat.

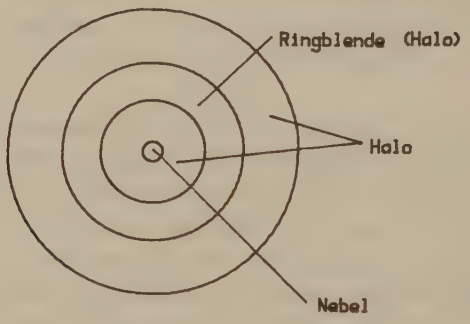
Einen optisch dünner Nebel vorausgesetzt, gilt für die Beobachtbarkeit der Halos das gleiche wie bei den Zwei-Wind-Modell-Halos, da die Ausdehnung und der Dichteverlauf innerhalb des Halos in beiden Nebeln der gleiche ist.

Im folgenden Kapitel soll nun geprüft werden, ob die Beobachtung von Halos dazu beitragen kann, die Frage zu klären, welchem Modell der Vorzug zu geben ist.

7. Beobachtungen und Test der Modelle

Da von Halos Planetarischer Nebel sehr wenig quantitativ bekannt war, wurde versucht, einige grundlegende Größen bekannter Halos zu messen. Es wurden am 1.2m Teleskop auf dem Calar Alto spektroskopische Messungen mit einem Fabry-Perot-Interferometer durchgeführt. Es konnten hochaufgelöste Spektren von einigen Linien, insbesondere der OIII 5007 Å Linie und H_α gewonnen werden.
Ein großes Problem bei diesen Messungen ist die große Helligkeitsdifferenz zwischen Hauptnebel und Halo, sodaß das Streulicht des eigentlichen Nebels eine größere Intensität besitzt als die Haloemission. Um nur die Emission aus dem Halo zu messen, wurden Ringblenden benutzt, die den eigentlichen Nebel ausblenden (Abb. 7.1).

Abb. 7.1



Um den Streulichtanteil zu bestimmen, wurde wie folgt vorgegangen : Helle Sterne wurden sowohl direkt mit kleiner Blende als auch mit den Ringblenden abgedeckt gemessen. Aus diesen Flüssen konnte nach Abzug des Himmelshintergrundes der Streulichtanteil bestimmt und zur Korrektur der Halospektren benutzt werden. In Abb. 7.2 ist das Rohspektrum der OIII-Linie von NGC 6543 sowie der Steulichtanteil, das Nachthimmelspektrum und die korrigierte Halolinie gezeigt, Abb. 7.3 zeigt analog die H_α-Linie, bei der zusätzlich die atmosphärischen Linien störend wirken.

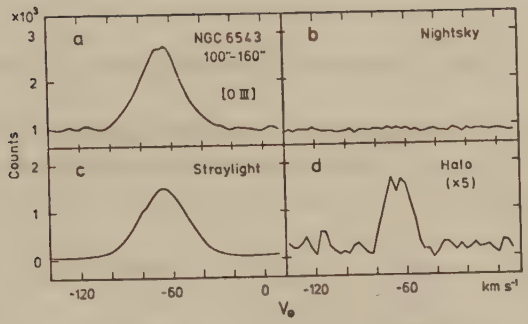


Abb. 7.2
O III-Linie

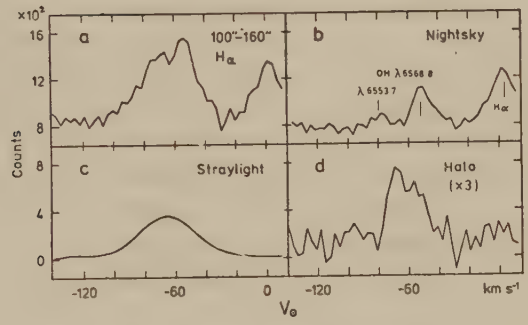


Abb. 7.3
H_α-Linie

Es wurden drei verschiedene Ringblenden verwendet, deren innere und äußere Radien ebenfalls in Tabelle 7.1 angegeben sind. In Tab 7.1 sind auch die aus den Linienprofilen abgeleiteten Expansionsgeschwindigkeiten zusammengestellt.

Tab. 7.1 gemessene Expansionsgeschwindigkeiten der Halos

Objekt	Blende (")	v (OIII) km/s	v (H_α) km/s
NGC 6543			
Zentrum	40	19.1	18.9
Halo	60-100	10.2	
Halo	80-120	10.5	
Halo	100-160	9.1	8.5
NGC 6826			
Zentrum	40	14.6	14.9
Halo	40-80	6.0	
Halo	60-100	5.5	7.5
Halo	80-120	5.6	6.5
NGC 7662			
Zentrum	40	26.3	26.1
Halo	60-100	4.1	
Halo	80-120	3.9	
Halo	100-160	5.3	8.3

Die erhaltenen Expansionsgeschwindigkeiten der Halos liegen deutlich unter denen der Hauptnebel. Die Voraussetzung, daß die Halos die alten Roten Riesen-Winde sind, wie es sowohl vom Zwei-Wind-Modell als auch vom Ausstoß-Modell gefordert wird, kann demnach als richtig angesehen werden.

Anhand der gemessenen Parameter des Roten Riesen Windes und anderer bekannter Größen wurde versucht, ein Modell dieser Nebel und ihrer Halos zu rechnen.

NGC 6543

Ist es möglich, mit dem Zwei-Wind-Modell die beobachteten Parameter von NGC 6543 einschließlich seines Halos zu erklären ?
In Tabelle 7.2 sind einige Größen dieses Nebels zusammengestellt

Tab. 7.2 Parameter von NGC 6543

Entfernung	1170 pc	Seaton et al.(1982)
log (F (Hß))	-9.58 (10^{-12} ergs^{-1} cm^{-2}	Pottasch 1984
Dichte (aus verb. Lin.)	8000 cm^{-3}	"
Radius	10" = 1.75 10^{17} cm	"
M (RR)	2.2 10^{-6} M /y	Hippelein et al 1985
V (RR)	10 km/s	"
m (ZS)	10 $^{-7}$ M /y	Castor et. al 1981
v (ZS)	2150 km/s	"
V_{exp}	19 km/s	Pottasch 1984
Alter (kin.)	ca. 3000 Jahre	

Es ist notwendig, einen Filling-Faktor von 0.2 einzuführen, um sowohl den Hß-Fluß als auch das beobachtete Linienverhältnis zweier N II-Linien, das zur Dichtebestimmung benutzt wurde, zu erklären. Die daraus erhaltene Dichte von ca. 8000 cm^{-3} stimmt mit der aus dem Hß-Fluß nach folgender Gleichung erhaltenen Dichte von 4000 cm^{-3} nicht überein.

$$\frac{\text{eff}_{H\beta}\, n\,(HII)\, n_e\, V}{4\, d^2} = F\,(H\beta)$$

dabei ist $\text{eff}_{H\beta}$ der effektive Rekombinationskoeffizient der Hß-Linie, V das Nebelvolumen und d der Nebelabstand.
Man erhält eine Masse von 0.03 M für diesen Nebel. Mit den obigen vier Windparametern ergibt sich nach dem Zwei-Wind-Modell ein Nebel, der mit 53.5 km/s expandiert, was mit dem gemessenen Wert nicht übereinstimmt. Die Masse würde in diesem Modell nach etwa 3000 Jahren 0.015 M betragen. Mit einem Zentralsternwind von 10^{-8} M /y ergibt

sich zwar ein Nebel, der mit 20 km/s expandiert, dessen Masse jedoch nur 0.005 $M_\odot$ beträgt. Ein Nebel von 0.03 $M_\odot$ und 20 km/s Expansionsgeschwindigkeit benötigt im Zwei-Wind-Modell einen Massenverlust des Roten Riesen von 10^{-5} $M_\odot$/y. Das läßt sich nicht mit dem gemessenen Wert in Einklang bringen. Daraus folgt nun : Mit dem Zwei-Wind-Modell lassen sich zwar einzelne Nebelgrößen sehr gut erklären, es ist jedoch kaum möglich, alle geometrischen und kinematischen Größen zu erklären.

Ist die Nebelbeschreibung mit dem Ausstoß-Modell möglich ?

Das Problem der zu geringen Masse tritt bei diesem Modell nicht auf, da die Nebelmasse hier ein freier Parameter ist. Mit den Anfangswerten M_{tot} = 0.03 $M_\odot$, V=10km/s, $\dot{M}$=2.2 10^{-6} $M_\odot$/y, δ=0.2 und v_{max}= 25 km/s ergibt sich ein Nebel, der nach t=2800 Jahren mit einer Geschwindigkeit von etwa 20 km/s expandiert und eine Ausdehnung von $1.8 \cdot 10^{17}$ cm hat. Die geometrischen und kinematischen Größen lassen sich also erwartungsgemäß leicht beschreiben.

Was ergibt sich für die Ionisationsverhältnisse ?

Die Temperatur des Zentralsterns beträgt nach Pottasch 45000 K, das Alter des Nebels würde bei konstanter Expansion ca. 3000 Jahre betragen. Mit dem Ausstoßmodell erhält man 2800 Jahre, da die Expansion etwas gebremst ist. Wie man in Tabellen 2.1 und 2.2 sieht, muß der Zentralstern eine Masse zwischen 0.6 und 0.64 $M_\odot$ haben, sodaß seine Temperatur nach 2800 Jahren etwa 45000 K beträgt. Die angenommenen Werte sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt.

Tab. 7.3 angenommene Sternentwicklung für das NGC 6543 - Modell

t (y)	T_*	log T_*
1000	5600	3.75
1800	30000	4.48
2200	36000	4.56
2500	42000	4.62
3000	45000	4.65

Die Leuchtkraft wurde zu 7000 $L_{\odot}$ angenommen

Die Ergebnisse für t=2800 Jahren sollen im Folgenden gezeigt werden.

Abb. 7.4 ist die Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Radius aufgetragen.

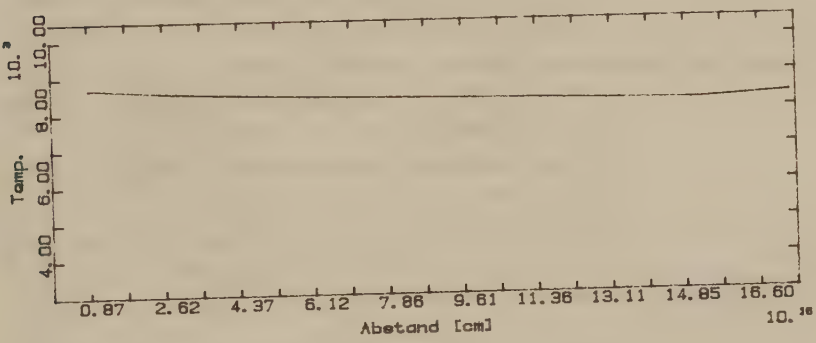


Abb. 7.4 berechnete Elektronentemperatur in NGC 6543

Die aus den Verhältnissen verbotener Linien bestimmte Temperatur beträgt 8000 K, was gut mit dem Modell zusammenpaßt.
Es wurden auch die berechneten und die gemessenen Linienstärken verglichen (Tab. 7.4).

Tab. 7.4 Vergleich von berechneten und gemessenen Linienstärken in NGC 6543

Linie	beob.*)	berechnet
O II 3727	21.	20.
O III 5007	676.	778.
O III 4960	229.	270.
N II 6585	16.	8.2
N II 5755	0.3	0.1
Ne III 3869	51.	48.
Ne III 3968, H_ε	32.	30.
He I 5876	15.1	14.7
He I 4471	6.0	5.3
He I 6678	4.6	4.2

*) Aller, Czyzak 1979

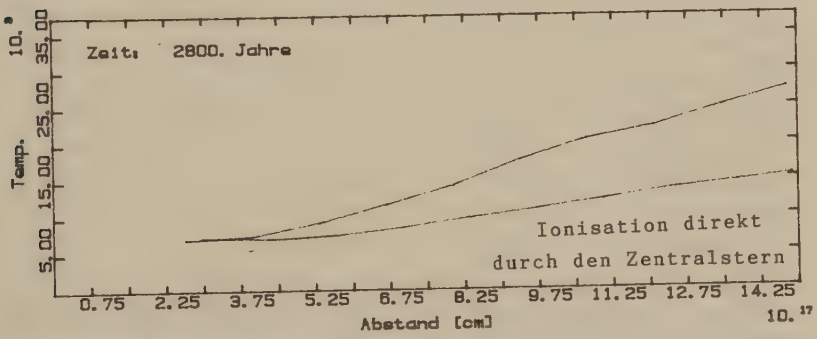
Wie Fotos zeigen, ist der Nebel in Wirklichkeit nicht kugelsymmetrisch. Auch die Eingabeparameter sind zum Teil unsicher, sodaß der Vergleich der Linienstärken insgesamt zufriedenstellend ist. Der Nebel ist nach t=2800 y ein low- bis medium-excitation-Nebel, der aufgrund der hohen Zentralsternleuchtkraft optisch dünn ist sodaß der Zentralstern einen Halo ionisieren kann. Der Nebel wird etwa bei t=1800 y optisch dünn. Die Temperatur steigt im Halo anfangs schnell an, wird aber dann besonders in den Innenbereichen schnell wieder geringer. Die Temperatur ist nach t=2800 y im Halo jedoch noch so groß, daß die O III - Linie sehr stark sein müßte ($OIII/H_\alpha \sim 5$), was mit der Beobachtung ($OIII/H_\alpha \sim 1$) aber nicht übereinstimmt.

Wie ist das zu erklären ?

Wenn man annimmt, daß die ganze Strahlung, die den Halo erreicht, durch den Hauptnebel hindurch muß, beginnt, wie oben schon gesagt, erst bei t=1800 y der Strahlungsfluß auf den Halo. Das führt zu einem kurzfristigen Temperaturanstieg ,der, wie ebenfalls oben schon erwähnt, bei t=2800 y noch nicht genügend abgesunken ist, um das Linien-

verhältnis O III/H_α zu reproduzieren. Die einzige Erklärung hierfür ist, daß der Halo schon länger einer ionisierenden Strahlung ausgesetzt gewesen sein muß. Die ist auch leicht zu erklären, da der Nebel nicht kugelsymmetrisch, sondern eher helixförmig ist. So ist es gut möglich, daß große Teile des Halos direkt vom Stern ionisiert werden. Das bedeutet, daß die Strahlung auf den Halo schon früher einsetzt und die Temperatur nach t=2800 y schon auf etwa die Temperatur des Hauptnebels abgesunken ist. Es wurde versucht, ob unter dieser Annahme der direkten Ionisierung des Halos durch den Stern die Halotemperatur besser reproduziert werden kann. Der sich daraus ergebende Temperaturverlauf ist in Abb. 7.5 gezeigt.

Abb. 7.5 berechnete Elektronentemperaturen im Halo von NGC 6543



Das OIII/H_α -Linienverhältnis beträgt 2, was immer noch relativ hoch ist. Möglicherweise ist auch das Nebelalter etwas unterschätzt, was wegen der unsicheren Entfernungsbestimmung durchaus möglich ist.

NGC 6826 und NGC 7662

In Tabelle 7.5 sind Daten für beide Nebel zusammengetragen

	6826	7662	Zitate
Entfernung (kpc)	1	1.5	Acker 1978
			Harrington et al 1982
Radius ('')	12.7	7.6	Pottasch 1984
Radius (10^{17} cm)	1.9	1.7	
-log (F(Hß))	9.97	9.98	"
ne (verb. Lin.)	2500	2500	"
T_*	55000 K	107000 K	Pottasch 1984
			Harrington et al 1982
v_{exp} (km/s)	15	26	Hippelein et al 1985
v_{exp} (Halo)	6	5	"
M (RR) ($10^{-6} M_\odot$/y)	2.6	1.2	"
m (ZS) ($10^{-8} M_\odot$/y)	1	—	Benvenuti et al 1980
v_{Wind} (ZS) (km/s)	1450	—	"
Filling-Faktor	0.7	1.	
Masse ($M_\odot$)	0.04	0.04	
t_{kin} (Jahre)	4000	2000	

Mit diesen Parametern ergibt sich nach dem Zwei-Wind-Modell für NGC 6826 ein Nebel, der mit 12 km/s expandiert, was mit der Beobachtung verträglich ist. Die Masse des Modellnebels beträgt nach 4000 Jahren jedoch weniger als 0.01 $M_\odot$, was wie bei NGC 6543 wiederum deutlich unter der aus dem Hß-Fluß bestimmten Masse liegt.

NGC 7662 ist mit dem Zwei-Wind-Modell nicht zu erklären, da bei diesem Objekt kein Wind des Zentralsterns nachgewiesen werden konnte. Aber auch mit einem angenommenen Sternwind kann kein Nebel erzeugt werden, der nach 2000 Jahren eine Masse von 0.04 $M_\odot$ besitzt, weil die Massenverlustrate des Roten Riesen nur etwa 10^{-6} $M_\odot$/y beträgt.

Es ist also bei keinem der drei untersuchten Nebel möglich, die geometrischen und kinematischen Größen mit dem Zwei-Wind-Modell zu erklä-

ren. Trotz Schwierigkeiten mit dem Ausstoßmodell muß diesem zur Zeit der Vorzug gegeben werden. Ob der Ausstoß tatsächlich sehr plötzlich erfolgt oder ob ein sogenannter Superwind mit einer Massenverlustrate von 10^{-3} oder 10^{-4} $M_\odot$ und einer Dauer von etwa 1000 Jahren dafür verantwortlich ist, müssen zukünftige Untersuchungen zeigen.

8. Vorschläge für zukünftige Beobachtungen

Es wäre wünschenswert, mit Spaltspektroskopen und auch mit geeichten flächenabbildenden Detektoren Intensitäten von Emissionslinien in einem größeren Wellenlängenbereich zu messen. Mit ihrer Hilfe könnte die Ionisationsstruktur der Halos untersucht werden. Es könnte auch mit den sogenannten Diagnostik-Linien Temperatur und Elektronendichte bestimmt werden. Für solche Messungen sind wegen der geringen Haloemission große Teleskope notwendig.

Es ist auch möglich, daß der Rote Riesen-Wind, der den Halo produzierte, nicht in allen Richtungen gleich stark war, sondern vielleicht in der Äquatorregion des Sterns stärker. Der Wind könnte ferner durch einen Begleiter in eine Vorzugsebene gelenkt werden. Um die daraus resultierende Morphologie zu studieren, wären Aufnahmen mit empfindlichen neuen Detektoren sehr nützlich. Das Streulicht ist natürlich auch bei solchen Aufnahmen ein Problem.

Interessant wäre auch eine Suche nach Halos, die sich schon in der Rekombinationsphase befinden. Planetarische Nebel mit heißen Zentralsternen, die auch schon Linien neutraler Atome zeigen, sind erfolgversprechende Kandidaten. Tylenda (1985) hat eine Liste solcher Objekte zusammengestellt.

Halos sehr junger Nebel, die noch neutral sind, könnten vielleicht in Absorption vor Hintergrundsternen gesehen werden, auch solche Messungen sind bis heute nicht versucht worden.

Die Untersuchung der Halos ist auch deshalb interessant, weil sich in ihnen ein Großteil der Materie befindet, die vom Stern an das Interstellare Medium zurückgegeben wird. Die Bestimmung der Häufigkeiten der chemischen Elemente in den Halos wäre von Interesse.

Die Untersuchung von Halos hat, obwohl sie schon lange bekannt sind, erst in letzter Zeit, dank verbesserter Beobachtungsinstrumente, eingesetzt.

9.Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war, verschiedene Nebelentstehungsmodelle zu prüfen. Dabei wurde nicht nur auf die Untersuchung des entstehenden Nebels Wert gelegt, sondern insbesondere auch auf den den eigentlichen Nebel umgebenden Halo.

Während sich die eigentlichen Nebel im Gleichgewichtszustand befinden, spielen sich in den Halos wegen der um rund zwei Zehnerpotenzen geringeren Dichten zeitabhängige Effekte ab. Das hat zur Folge, daß der jetzige Zustand des Halos nicht nur von den heutigen Bedingungen im Nebel, sondern auch von den vergangenen abhängt. Deshalb sind die Halos für Aussagen über die Nebel- und Sternentwicklung ebenso wichtig wie die Nebel selbst.

Untersucht wurde das sogenannte Zwei-Wind-Modell, das zur Nebelentstehung lediglich einen langsamen Wind des Vorgängersterns, des Roten Riesen, und einen schnellen Zentralsternwind benötigt.

Mit Windparametern von $\dot{m}=10^{-8}-10^{-7}$ $M_\odot/y$ und v=2000 km/s für den Zentralstern und $\dot{M}=1-5\ 10^{-6}$ $M_\odot/y$ und V=5-10 km/s für den Roten Riesen entstehen Nebel, die fast während der ganzen Entwicklungszeit optisch dünn sind. Das bedeutet, daß alle diese Nebel während dieser Zeit einen ionisierten Halo besitzen müßten. Beobachtungen, die diesen Befund erhärten, fehlen jedoch. Auch das Vorhandensein von Linien neutraler Atome im Spektrum deutet darauf hin, daß sehr viele Nebel nicht dichte-,sondern ionisationsbegrenzt, also nicht völlig durchlässig sind. Auch Massenabschätzungen lassen sich mit den vom Zwei-Wind-Modell vorhergesagten schlecht in Einklang bringen. Obwohl bei sehr vielen Planetarischen Nebeln ein schneller Zentralsternwind gefunden wurde, gibt es doch auch viele Objekte, bei denen trotz genauer Untersuchung kein solcher Wind gefunden werden konnte. Auch solche Nebel lassen sich mit dem Zwei-Wind-Modell nicht erklären. Dieses Modell kann demnach nur eine grobe Näherung darstellen.

In dem anderen untersuchten Modell wird der Nebel innerhalb einer sehr kurzen Zeit ausgestoßen. Es können sowohl optisch dicke als auch optisch dünne Nebel 'produziert' werden. Es können auch Nebel entstehen, die während eines Teils ihrer Entwicklung optisch dick und während einer anderen Entwicklungsphase optisch dünn sind. Auch kinematische Größen lassen sich mit diesem Modell erklären. 'Unbefriedigend'

an diesem Modell ist, daß ein plötzlicher Nebelausstoß angenommen werden muß, dessen Mechanismus nicht geklärt ist.
Ein Vergleich mit dem beobachteten Halo von NGC 6543 zeigt, daß mit diesem Modell zumindest eine grobe Übereinstimmung von beobachteten Nebel- und Halogrößen mit den Rechnungen erreicht werden kann, was mit dem Zwei-Wind-Modell nicht möglich ist. Doch gerade diese Untersuchung zeigt, daß einzelne Parameteränderungen, wie das Abweichen von der Kugelsymmetrie, die Rechnungen sehr verändern können.
Trotz dieser Schwierigkeiten muß das Ausstoßmodell derzeit für das bessere gehalten werden. Neue Beobachtungen, insbesondere der Halos, sind jedoch dringend erforderlich, um eine endgültige Klärung herbeizuführen.

Literaturverzeichnis

AA = Astronomy Astrophysics
APJ = Astrophysical Journal
MNRAS = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

Acker 1978 AA Supp. 33,367
Aller, Czyzak 1979 Astrophys. Space Sci. 62,397
Benvenuti, Perinotto 1980 Proc. 2nd Europ. IUE Conf. Tub.,187
Bhatia, Doschek, Feldman 1979 AA 76,359
Blaha 1969 AA 1,42
Butler, Dalgarno 1980 APJ 241,838
Butler, Heil, Dalgarno 1980 APJ 241,442
Castor, Lutz, Seaton 1981 MNRAS 194,547
Dankwort, Trefftz 1978 AA 65,93
Duncan 1937 APJ 86,496
Dopita, Mason, Robb 1976 APJ 207,102
Flower, Nussbaumer 1975 AA 45,145
Harrington, Seaton, Adams, Lutz MNRAS 199,517
Hippelein, Baessgen, Grewing 1985 AA (submitted)
Jackson 1973 MNRAS 165,53
Kafatos, Lynch 1980 APJ Supp. 42,611
Kaler, Mo, Pottasch 1985 APJ 288,305
Karzas, Latter 1961 APJ Supp. 6,167
Kwok, Purton, Fitzgerald 1978 APJ 219,L 125
Malinovsky 1975 AA 43,101
Maluck 1985 Dissertation Tubingen
Mendoza 1983 IAU-Symp. 103,143
Nussbaumer, Storey 1979 AA 71,L 5
Nussbaumer, Storey 1981 AA 96,91
Nussbaumer, Storey 1983 AA 126,75
Osterbrock 1974 Astrophysics of Gaseous Nebulae W.H.Freeman Co.
Osterbrock 1977 Astr. Lett. 19,11
Paczynski 1971 Acta Astr. 21,417
Pottasch 1984 Planetary Nebulae, D. Reidel Comp.
Preussner 1978 Journ. of Comp. Phys. 29,283
Reilman, Manson 1979 APJ Supp. 40,815
Reimers 1975 Mem.Soc.Roy. Liege 6e Ser. 8,369
Sabbadin, Gratton, Bianchini, Ortolani 1984 AA 136,181
Schoenberner 1981 AA 103,119
Shull, Steenberg 1982 APJ Supp. 48,95
Tylenda 1985 AA (submitted)
Wiese 1966 Atom. Transition Prob. Vol. I

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. M. Grewing für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Dr^2 Preussner danke ich für die Bereitstellung von Computerprogrammen sowohl für die Gleichgewichtsrechnungen als auch für die zeitabhängigen Rechnungen.

Dem 'Rest' der Belegschaft danke ich für das stets angenehme Arbeitsklima.

Lebenslauf

geboren am	11.5.1954	in Haslach i.K./Baden-Württemberg als Sohn des Apothekers Wilhelm Bässgen und seiner Frau Maria Bässgen geb. Elbs
	4/1958	Umzug nach Freiburg
Schulbildung	4/61 - 4/65	Grundschule in Freiburg
	4/65 - 6/73	Gymnasium in Freiburg
	6/73	Abitur
	10/73 - 10/74 u. 3/75 - 4/75	Grundwehrdienst in Fahl/Todtnau und in Immendingen
Studium	10/74	Einschreibung für das Studium der Physik an der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg
	1/77	Vordiplom in Physik
	10/78 - 6/80	Diplomarbeit unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. W. Mattig am Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik in Freiburg über das Thema : Bestimmung der vertikalen granularen Geschwindigkeitsfluktuationen auf der Sonne
	1/81	Diplom-Prüfung in Physik
Promotion	10/81 - 10/85	Dissertation über das Thema : 'Ein Gesamtmodell Planetarischer Nebel unter besonderer Berücksichtigung der Zentralsternentwicklung und deren Einfluß auf die Haloionisation' unter Leitung von Herrn Prof. Dr. M. Grewing am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität in Tübingen

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen die Herren Professoren und Dozenten Dres.:

Physik: Honerkamp, Reik, Runge (Freiburg)

Chemie: Brauer, Greis (Freiburg)

Mathematik: Barner, Flum, Götz, Köhler (Freiburg)

Astronomie: Mattig, Schröter, Stix (Freiburg)
Grewing, Mauder (Tübingen)

Druck und Verarbeitung: Dissertations Druck Darmstadt, Tel. 06151/21353